

Absolute Bestimmung des Photospaltquerschnittes von ^{209}Bi
mit monochromatischer Gammastrahlung zwischen 40 und 65 MeV

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik

der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

von

Heinz-Dieter Lemke
geb. in Recklinghausen

Mainz 1979

Absolute Bestimmung des Photospaltquerschnitts von ^{209}Bi
mit monochromatischer Gammastrahlung zwischen 40 und 65 MeV

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Grades

" D O K T O R D E R N A T U R W I S S E N S C H A F T "

am Fachbereich Physik

der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

von

Heinz - Dieter Lemke

geb. in Recklinghausen

Mainz 1979



Dekan:

Prof. Dr. G. Gräff

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. B. Ziegler

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. G. Fricke

Tag der mündlichen Prüfung: 9. 11. 1979



Digitized by the Internet Archive
in 2026

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Experimenteller Aufbau	3
2.1. Anlage zur Erzeugung monochromatischer Photonen	3
2.2. Absolute Messung des Energieflusses der Photonen	6
3. Ionisationskammer	8
3.1. Mechanischer Aufbau	8
3.1.1. Konstruktion	8
3.1.2. Herstellung der Wismut-Targets und Bestimmung der Targetdicken	12
3.2. Elektrischer Aufbau	13
3.2.1. Signale der Ionisationskammer im Photonenstrahl	13
3.2.2. Kompensationsmethoden zur Reduzierung des Strahluntergrunds	14
3.2.3. Elektronische Signalverarbeitung	16
3.3. Anordnung der mit Wismut bedampften Ionisations- kammerplatten	17
3.4. Testmessung mit Bremsstrahlung einer Endpunkts- energie von 80 MeV	19
4. Messungen mit monochromatischen Photonen	23
5. Datenreduktion und Korrekturen	25
5.1. Bestimmung der Uran-Verunreinigungen	26
5.2. Einfluß neutroneninduzierter Spaltung	26
5.3. Bestimmung der Extrapolations- und Selbstabsorp- tionskorrekturen	27
5.3.1. Methode zur Berechnung der Impulshöhenspektren der Spaltfragmentsignale	27
5.3.2. Vergleich der berechneten und gemessenen Impuls- höhenspektren	32
5.3.3. Berechnung und Messung der Extrapolations- und Selbstabsorptionsbeiträge	41
6. Auswertung und Resultate	45
6.1. Photospaltquerschnitte von Wismut mit monochro- matischen Photonen zwischen 40 und 65 MeV	45

	Seite
6.2. Fehlerdiskussion	49
7. Berechnung des Photospaltquerschnitts von Wismut mit Hilfe des statistischen Modells	50
7.1. Statistisches Modell	50
7.2. Ergebnisse	56
8. Zusammenfassung	61
9. Literaturverzeichnis	
Anhang I: Elektronische Verarbeitung der Ionisations- kammersignale	

1. Einleitung

Das erste Photospaltexperiment mit Uran und Thorium wurde im Jahr 1941 von Haxby et al. (Hax41) durchgeführt. Als Photonenquelle diente die 6.3 MeV Gammastrahlung aus der Kernreaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)\text{O}^{16}$. Im Jahr 1947 untersuchten Baldwin und Klaiber (Bal47) die Photospaltung derselben Aktiniden-elemente mit Bremsstrahlung. Die bei diesem Experiment zum Nachweis der Spaltfragmente entwickelte Meßmethode mit einer Ionisationskammer ist mit einigen Verbesserungen auch in der vorliegenden Arbeit benutzt worden.

Mit Bremsstrahlung gemessene Photospaltquerschnitte existieren heute für nahezu alle spaltbaren Elemente (For72). Für das Element Wismut ($Z=83$, $A=209$) liegen Experimente im Energiebereich von 30 bis 1000 MeV vor, durchgeführt von Moretto et al. (Mor69), Ranjuk et al. (Ran69) und Jensen et al. (Jen68), sowie eine Messung der Elektrospektung von Türck (Tue75) für Energien zwischen 25 und 70 MeV. Die Bremsstrahlungs- und elektroinduzierten Spaltexperimente haben den Nachteil, daß die Photospaltquerschnitte sich erst nach einer Entfaltung der gemessenen Ausbeutekurven mit einem berechneten Bremsstrahlungs- bzw. virtuellen Photonenspektrum, d.h. der Lösung einer Integralgleichung, ergeben. Die Form der Bremsstrahlungsspektren ist abhängig von Abschirmungseffekten der Elektronenhülle, Coulombkorrekturen der Wellenfunktionen, Winkelabhängigkeiten der Photonenemission sowie von der Dicke der Bremstargets (Koc59). Wegen der ungenügenden Kenntnis all dieser Parameter und somit des Verlaufs der Bremsstrahlungsspektren und virtuellen Photonenspektren ist nur eine näherungsweise Auswertung der Experimente möglich.

Eine Quelle monochromatischer Photonen von variabler Energie und bekannter Stärke erlaubt die direkte Messung der Photospaltquerschnitte. Der Photospaltquerschnitt $\sigma(r, f)$ [cm^2] ergibt sich aus der Zahl der Spaltereignisse $N(r, f)$ [s^{-1}], der Zahl der monochromatischen Photonen N_0 [s^{-1}] und der Zahl der Targetatome N_T [cm^{-2}] nach der Gleichung:

$$\sigma(r, f) = N(r, f) / (N_0 N_T) .$$

Photospaltexperimente mit monoenergetischer Gammastrahlung beschränkten sich bisher auf die Aktinidenelemente Thorium, Uran, Plutonium und Neptunium (Ber76). Mit monochromatischen Photonen liegen keine Messungen an Elementen in der Umgebung von Blei vor.

Im vorliegenden Experiment wird der am Mainzer Elektronen-linearbeschleuniger durch Vernichtung monoenergetischer Positronen ($\Delta E/E = 2\%$) im Flug erzeugte annähernd monochromatische Photonenstrahl benutzt (Har76), um die Photospaltquerschnitte von Wismut im Energiebereich zwischen 40 und 65 MeV zu messen. Den Energiefluß der Photonen registriert eine am NBS entwickelte und geeichte Ionisationskammer des Typs "P2" (Pru62). Zum Nachweis der Spaltfragmente von Wismut dient eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Spaltkammer, die aus 36 Ionisationskammern besteht.

Die gemessenen Photospaltquerschnitte $\sigma(\gamma, f)$ von Wismut im Energiebereich zwischen 40 und 65 MeV werden mit berechneten $\sigma(\gamma, f)$ - Werten verglichen, die sich nach dem statistischen Modell der Kernspaltung von Bohr und Wheeler (Boh39) ergeben. Diese Betrachtungsweise geht davon aus, daß sich nach der Absorption eines Photons ein Compound-Zustand bildet (Wei37), der durch Spaltung oder durch Emission eines Neutrons zerfällt. Bei einem schweren Kern wie Wismut sind andere Zerfallskanäle zu vernachlässigen. Das Verhältnis zweier Partialwirkungsquerschnitte ist durch das Verhältnis beider Zerfallsbreiten bestimmt.

Bei der Auswertung mit dem statistischen Modell ist zu beachten, daß nur derjenige Anteil des Photoabsorptionsquerschnitts $\sigma(\gamma, \text{tot})$ zwischen 40 und 65 MeV verwendet wird, bei dem die Neutronen aus Compound- und nicht aus Precompound-Zuständen (Wu77) emittiert werden.

2. Experimenteller Aufbau

2.1. Anlage zur Erzeugung monochromatischer Photonen

Abb. 1 zeigt den experimentellen Aufbau des Strahlführungssystems (Hau72) (Har76), die Position der Spaltkammer und des Quantameters.

Im vorliegenden Experiment treffen 140 MeV Elektronen des Mainzer Linearbeschleunigers auf ein Konversionstarget aus Tantal. In diesem Target werden in einem Zwei-Stufen-Prozeß zunächst Bremsstrahlungsquanten und anschließend Positronen durch Paarbildung erzeugt. Die aus dem Konversionstarget ausgetretenen Positronen lenkt ein magnetisches Strahlführungssystem mit der Energieauflösung von $\Delta E/E=2\%$ auf das Annihilationstarget in der Experimentierhalle ab. In diesem Vernichtungstarget zerstrahlen die Positronen durch Zwei-Quanten-Annihilation von Positronen im Flug mit einem Targetelektron. Die in Vorwärtsrichtung durch zwei Nickel-Kollimatoren ausgeblendeten Annihilationsquanten haben ein annähernd monochromatisches Energiespektrum (Tza57). Der kollimierte Photonenstrahl durchdringt die Spaltkammer. Hinter dem Detektor steht eine am NBS entwickelte und geeichte Ionisationskammer des Typs "P2" zur absoluten Messung des Energieflusses der Photonen (Pru62). Die im Annihilationstarget nicht zerstrahlten Positronen lenkt ein Reinigungsmagnet aus dem Photonenstrahl auf einen Faraday-Käfig ab, der als Strahlmonitor dient.

Im Vernichtungstarget werden neben den Annihilationsquanten unvermeidlich auch Bremsstrahlungsphotonen erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für Positronen-Annihilation verhält sich proportional zur Kernladungszahl Z des Targetmaterials und der für Bremsstrahlung ist näherungsweise proportional zu $Z(Z+1)$. Die unterschiedliche Z -Abhängigkeit ermöglicht es, durch Verwendung zweier verschiedener Annihilationstargets $\text{Be}(Z=4)$ und $\text{Cu}(Z=29)$ den Bremsstrahlungsanteil des Photonenpektrums zu messen und zu subtrahieren (Lei74). Die Dicke der beiden Targets wird so gewählt, daß die Bremsstrahlungsintensitäten näherungsweise gleich sind, wobei sich das Verhältnis der Targetdicken aus einer Messung mit Elektronen ergibt.

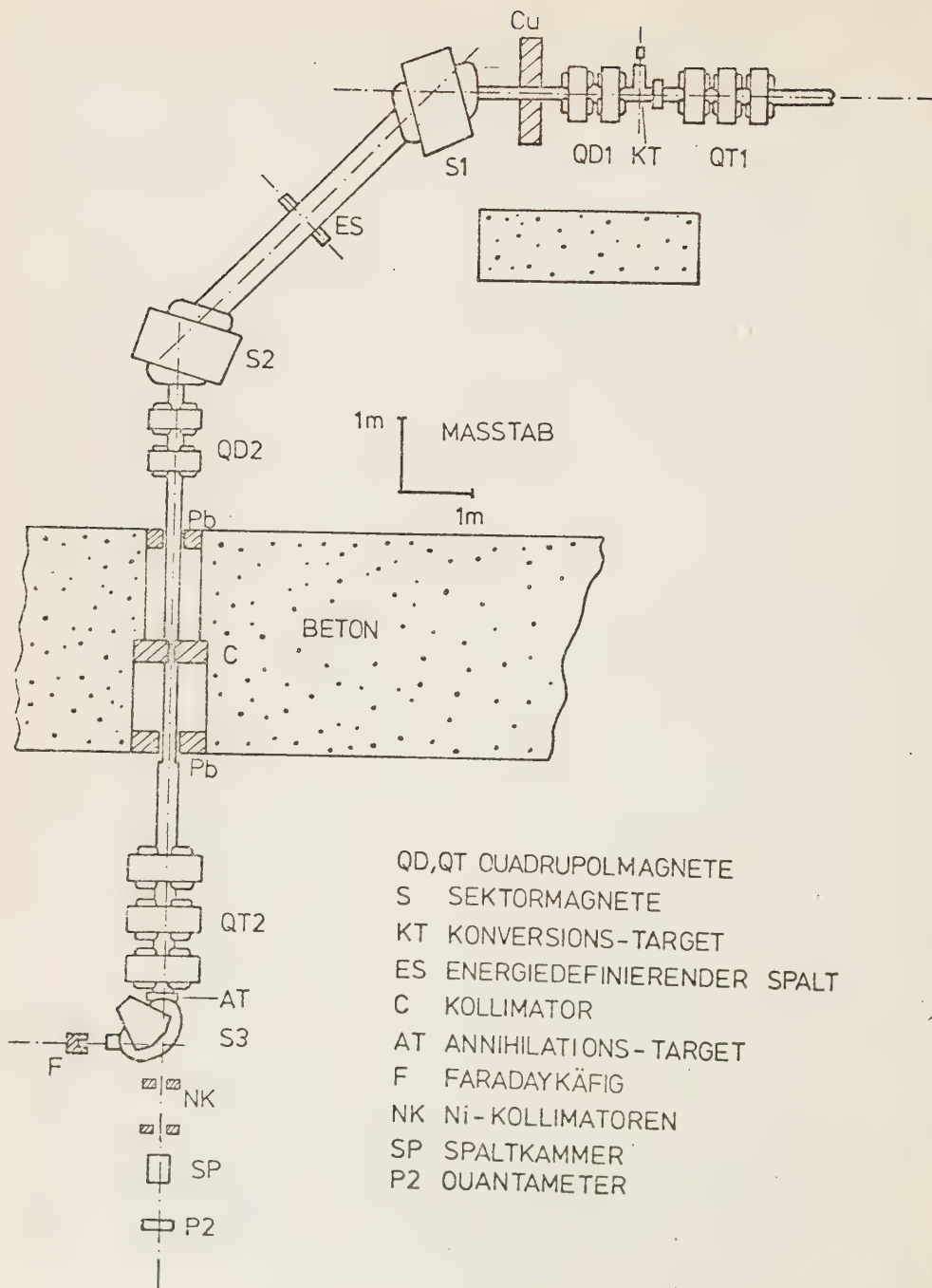


Abb. 1 Experimenteller Aufbau an der Anlage zur Erzeugung monochromatischer Photonen durch Positronenvernichtung im Flug

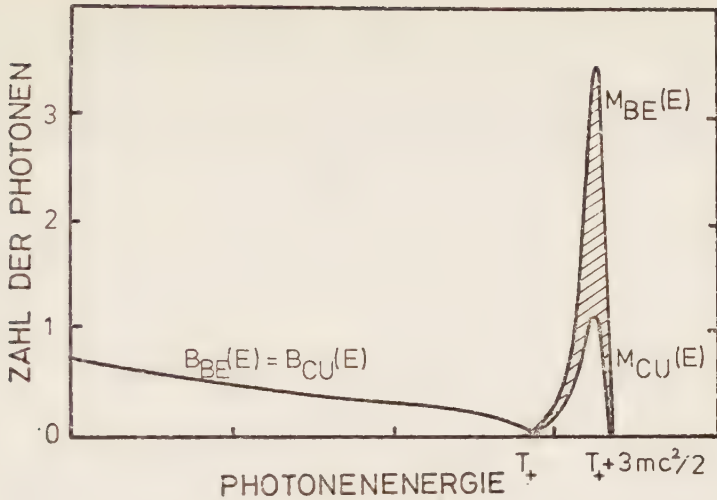


Abb. 2 Zahl der Bremsstrahlungsphotonen $B(E)$ und Annihilationsquanten $M(E)$ als Funktion der Photonenenergie E mit dem Be- und Cu-Target; T^+ = kinetische Energie der Positronen, mc^2 = Ruheenergie der Positronen.

Diese Meßmethode setzt voraus, daß die Form der Bremsstrahlungsspektren mit Elektronen und Positronen gleich ist. Wegen der unterschiedlichen Ladung der Positronen und Elektronen ist diese Annahme nur näherungsweise erfüllt, da Coulombkorrekturen bei der Erzeugung der Bremsstrahlung auftreten. Bei dem Photospaltexperiment wird der Einfluß verschiedener Formen der Bremsstrahlungsspektren durch die starke Zunahme des Photospaltquerschnitts mit wachsender Photonenenergie reduziert.

Abb. 2 zeigt den Differenzpeak monochromatischer Photonen, der sich nach der Differenzbildung der Photonenspektren für das Be- und Cu-Target ergibt. Mit der Monte-Carlo-Methode wurde die Spektrumsform der Annihilationsquanten berechnet (Har76), wobei die Ergebnisse mit einer Isochromatenmessung übereinstimmen (Lei74). Für die Schwerpunktsenergien E_0 resultieren Werte, die ca. 0.5 MeV unterhalb der Positronenenergien liegen. Die Halbwertsbreiten betragen zwischen 2.85% und 2.60% bei 40 MeV bzw. 65 MeV.

2.2 Absolute Messung des Energieflusses der Photonen

Die durch Positronen im Be- und Cu-Target verursachten Photonspektren erzeugen in der NBS-Ionisationskammer des Typs "P2" die folgenden Ionisationsströme:

$$I_{\text{Be}}^+ = \int_0^{E_{\text{max}}} x(E) (B_{\text{Be}}(E) + M_{\text{Be}}(E)) E dE \quad \text{und}$$

$$I_{\text{Cu}}^+ = \int_0^{E_{\text{max}}} x(E) (B_{\text{Cu}}(E) + M_{\text{Cu}}(E)) E dE ,$$

wobei E = Photonenenergie [MeV],

E_{max} = maximal auftretende Photonenenergie [MeV],

I = Ionisationsstrom [A],

$B(E)$ = Zahl der Bremsstrahlungsquanten $[\frac{1}{\text{MeV s}}]$,

$M(E)$ = Zahl der Annihilationsquanten $[\frac{1}{\text{MeV s}}]$,

$x(E)$ = Eichfaktor für monochromatische Photonen $[\frac{\text{Cb}}{\text{MeV}}]$ (Pru62) .

Das durch Elektronen erzeugte Photonspektrum besteht nur aus dem Anteil der Bremsstrahlungsquanten. Das Verhältnis der beiden Ionisationsströme I_{Be}^+ und I_{Cu}^+ zueinander heißt Elektronenfaktor f^- . Für den Ionisationsstrom ΔI^+ des Differenzpeaks monochromatischer Photonen resultiert:

$$\Delta I^+ = I_{\text{Be}}^+ - f^- I_{\text{Cu}}^+ = \int_0^{E_{\text{max}}} x(E) (M_{\text{Be}}(E) - f^- M_{\text{Cu}}(E)) E dE .$$

Mit der Schwerpunktsenergie E_0 des Peaks der Annihilationsquanten beträgt die Zahl der monochromatischen Photonen:

$$N_0 = \frac{1}{E_0 x(E_0)} (I_{\text{Be}}^+ - f^- I_{\text{Cu}}^+) \quad [\text{s}^{-1}] .$$

Der Ionisationsstrom der "P2"-Ionisationskammer fließt über einen RC-Tiefpaß zum Eingang eines Operationsverstärkers. Der Spannungsabfall an dessen Gegenkopplungswiderstand wird

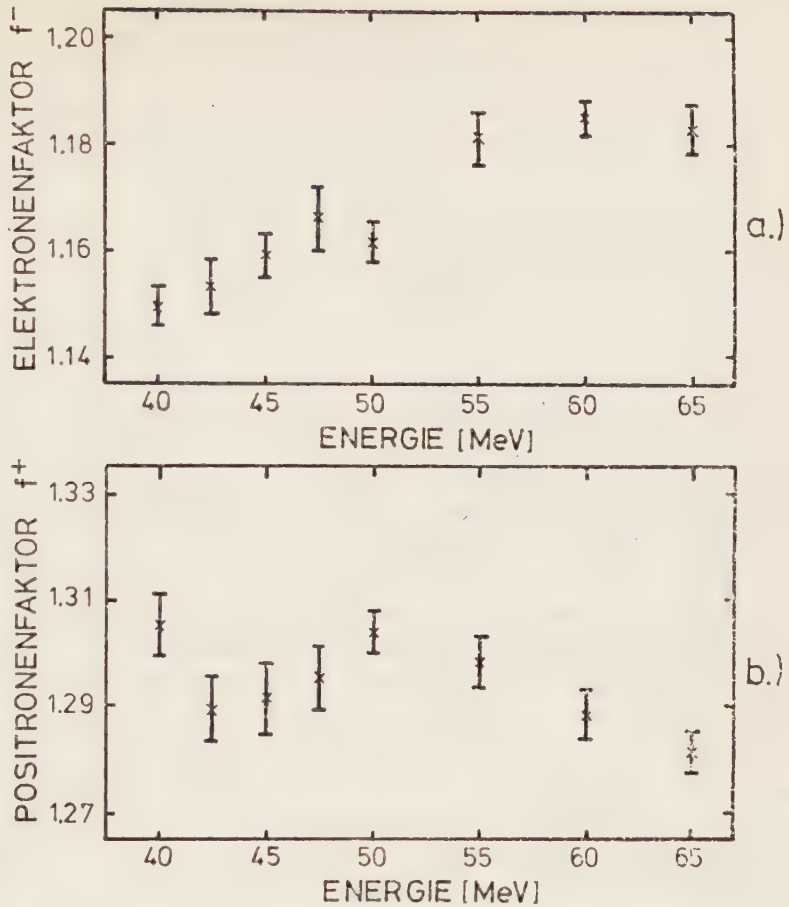


Abb. 3 Gemessene Faktoren als Funktion der Energie:
a.) für Elektronen f^- und b.) für Positronen f^+ .

durch einen Spannungs-zu-Frequenz-Konverter in eine Pulsfolge verwandelt. Die Beziehung zwischen registrierter Zählrate N [s^{-1}] und Ionisationsstrom stellt der experimentell bestimmte Konversionsfaktor k [Cb^{-1}] her. Das während der gesamten Meßzeit erhaltene Verhältnis der Zählraten N_{Be}/N_{Cu} wird durch den bei zeitlich schnellen Wechseln gemessenen Wert des Positronenfaktors $f^+ = N_{Be}/N_{Cu} = I_{Be}^+/I_{Cu}^+$ korrigiert. Die Gleichung für die Zahl der monochromatischen Photonen

pro Sekunde kann damit umgeformt werden zu:

$$N_o = \frac{1}{E_o \cdot k \cdot x(E_o)} \left(N_{Be} - f^- \frac{\frac{N_{Be}}{N_{Cu}}}{f^+} N_{Cu} \right) \quad [s^{-1}] .$$

Für die Zahl der Spaltereignisse durch monochromatische Photonen $N(\gamma, f)$ $[s^{-1}]$ gilt analog:

$$N(\gamma, f) = N_{(\gamma, f)}^{Be} - f^- \frac{\frac{N_{Be}}{N_{Cu}}}{f^+} N_{(\gamma, f)}^{Cu} \quad \text{und} \quad f = f^- \frac{\frac{N_{Be}}{N_{Cu}}}{f^+} ,$$

wobei $N_{(\gamma, f)}^{Be}$ = Zahl der Spaltereignisse mit dem Be-Target $[s^{-1}]$,

$N_{(\gamma, f)}^{Cu}$ = Zahl der Spaltereignisse mit dem Cu-Target $[s^{-1}]$.

Abb. 3 zeigt die gemessenen Elektronenfaktoren f^- und Positronenfaktoren f^+ als Funktion der Energie. Da ein Faktorenwert aus mehreren Einzelmessungen besteht, geben die Fehlerangaben die mittleren Abweichungen vom Mittelwert an.

3. Ionisationskammer

3.1. Mechanischer Aufbau

3.1.1. Konstruktion

Ein vielfach verwendetes Meßinstrument zum Nachweis von Spaltfragmenten sind Ionisationskammern (Ros51). Die Position der Spaltkammer im Photonenstrahl ermöglicht es, den vollen Raumwinkel der emittierten Spaltfragmente zu erfassen und eine Mehrfachplattenionisationskammer mit vielen dünnen Wismut-Targetschichten zu verwenden (Abb. 4). Diese Nachweismethode hat den Nachteil, daß sich innerhalb der Ionisationskammer neben den Spaltfragmenten auch andere photoinduzierte Reaktionsprodukte, z. B. Protonen, Alpha-Teilchen und hoch-energetische Elektronen bilden. Die Signale der Spaltfragmente müssen von den störenden Untergrundsignalen getrennt werden.

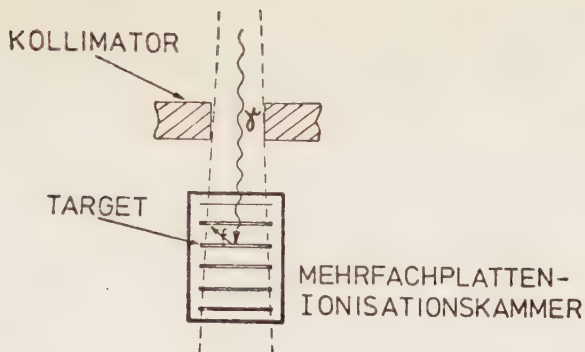


Abb. 4 Position der Spaltkammer im Photonenstrahl

Beim Nachweis von Teilchen mit größeren Reaktionsquerschnitten, z.B. Protonen, tritt dieses Problem nicht auf, denn die Targets substanz befindet sich im Photonenstrahl, die Ionisationskammer zum Registrieren der Protonen jedoch außerhalb des Gammastrahls. Für die Photospaltung mit monochromatischen Photonen ist dieser Versuchsaufbau, auch bei einer ringförmigen Anordnung von mehreren Ionisationskammern um das Target, wegen der zu kleinen Zahl der Spalt ereignisse nicht geeignet.

Abb. 5 und 6 zeigen einen seitlichen Schnitt durch die verwendete Mehrfachplattenionisationskammer und die Ansicht derselben von oben. Ein Aluminium-Topf mit Eintritts- und Austrittsfenstern aus $100\ \mu$ Al-Folien enthält die insgesamt 36 Ionisationskammern. Der Detektor ist ausgelegt für einen Durchmesser des Photonenstrahls von 16 cm. Alle inneren Bestandteile des Aluminium-Topfes sind an der Unterseite des Aluminium-Deckels befestigt.

Die Trägerschicht für die Wismut-Targets substanz bilden $30\ \mu$ Al-Folien. Deren Dicke von $30\ \mu$ ist so gewählt, daß sie für jeweils eins der beiden emittierten Spaltfragmente totalabsorbierend wirkt. Die $30\ \mu$ Al-Elektroden sind auf 1 mm dicken Messingringen festgeklebt. Für einen gleichen Abstand der Messingringe voneinander sorgt Isolator material aus Kunststoff. Mit der in Abb. 5 und 6 dargestellten Anordnung wird ein mechanisch stabiler Aufbau erreicht.

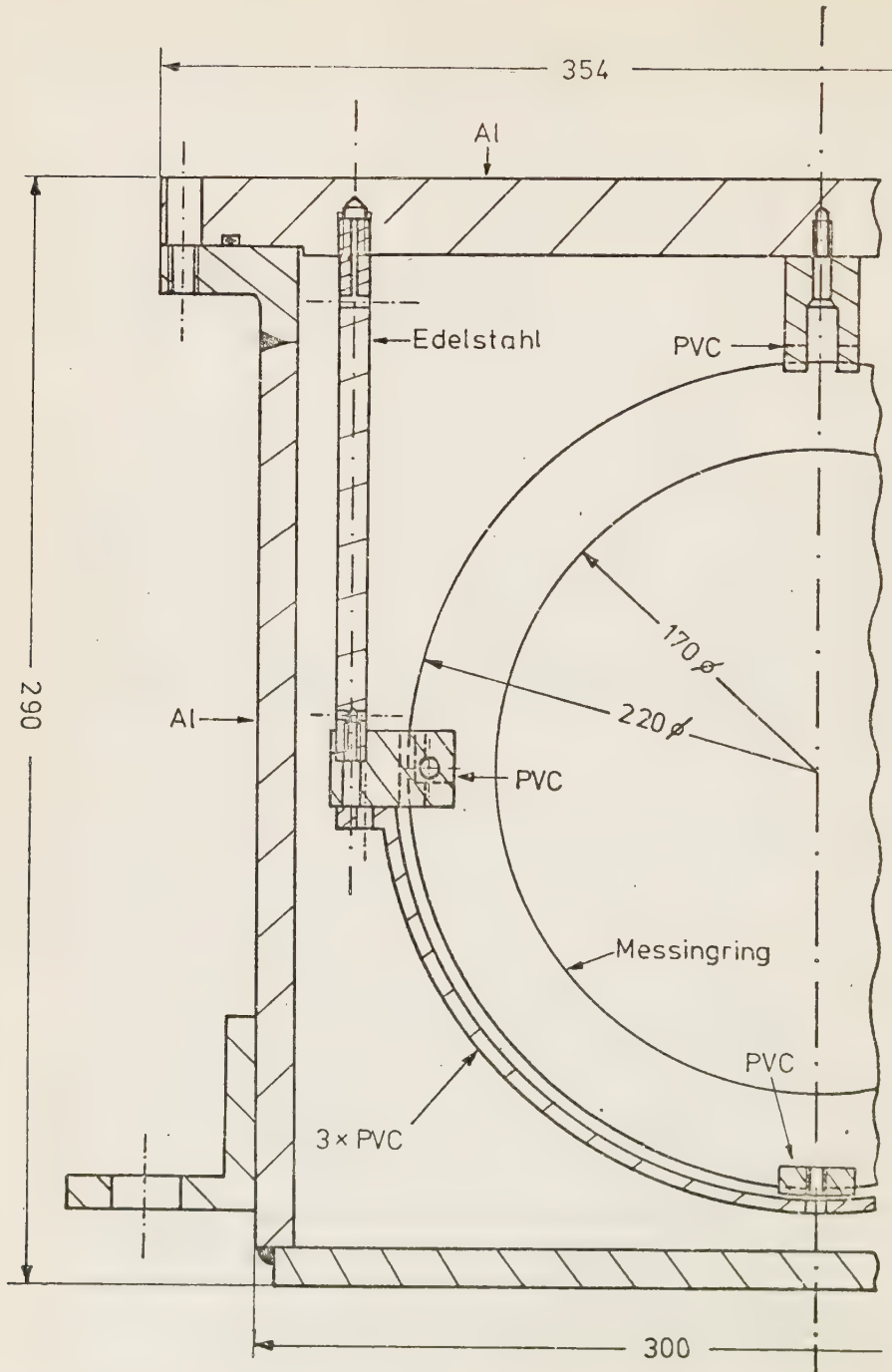


Abb. 5 Seitlicher Schnitt der Mehrfachplattenionisationskammer

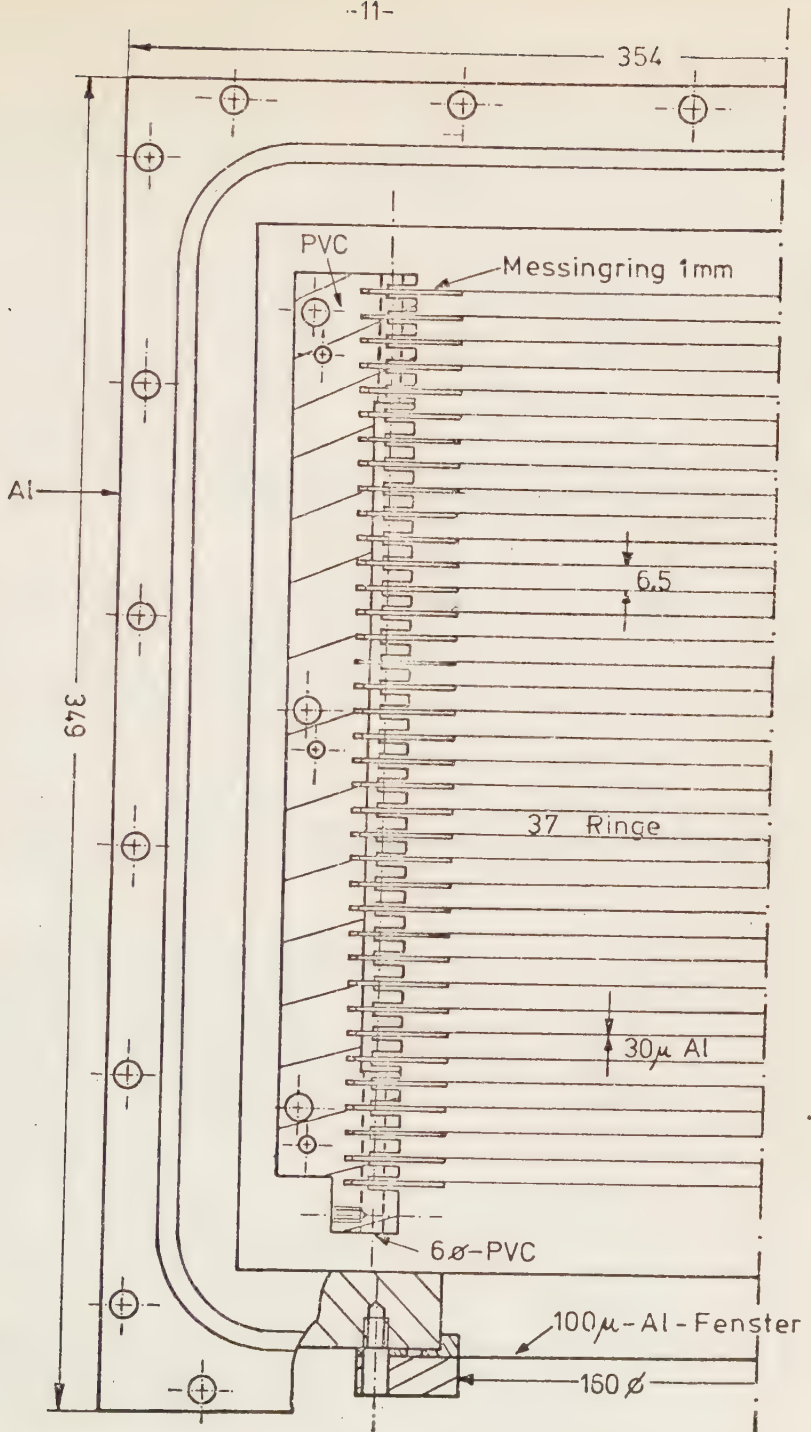


Abb. 6 Ansicht von oben der Mehrfachplattenionisationskammer

Zusammenfassend weist die Mehrfachplattenionisationskammer folgende Daten auf:

Plattenabstand	= 6.5 mm ,
Durchmesser der Wismut-Targetfläche	= 15.1 cm ,
gesamte Wismut-Targetfläche	= 5650 cm ² ,
angelegte Spannung	= 350 V ,
Zählgas im Durchflußbetrieb	= 90%-Argon + 10%-Methan,
Druck in der Spaltkammer	= 760 mm Hg ($\pm 0.2\%$).

Für die Sammelzeit der positiven Ionen ergibt sich ein Wert von $T_{ion} \approx 1$ ms (Wil50). Für die Sammelzeit der Elektronen liegen zwei verschiedene Messungen für das benutzte Gasgemisch mit Werten von $T_{el} \approx 120$ ns (Bor57) und $T_{el} \approx 160$ ns (Eng63) vor. Die Differentiationszeitkonstante T_{RC} des nachfolgenden Verstärkers wird mit $T_{el} \ll T_{RC} \ll T_{ion}$ so gewählt, daß man nur die Elektronenkomponente des Ionisationssignals registriert. Bei dieser Meßmethode hängt die Impulshöhe vom Entstehungsort der Ionisationsladungen ab.

3.1.2. Herstellung der Wismut-Targets und Bestimmung der Targetdicken

Die Wismut-Targetschichten (99.99995% ²⁰⁹Bi, Firma Balzers) auf den 30 μ Al-Trägerfolien wurden mit der Aufdampfapparatur des Instituts für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt hergestellt (Tra75). Für die verwendeten 32 Wismut-Targets ergibt sich durch Wägung und Flächenangabe der bedampften Wismut-Schicht eine mittlere Targetdicke von $\bar{t} = (2.34 \pm 0.062)$ mg/cm² ($\pm 2.65\%$). Die mittlere Streuung der tatsächlichen Targetdicken um diesen Mittelwert beträgt 0.17 mg/cm². Der Fehler in der Angabe der Wismut-Targetdicke resultiert im wesentlichen aus der Unschärfe des Targetrands. Der Wägungsfehler ist dagegen zu vernachlässigen.

Mit der Röntgenabsorptionsmethode wurden die Wismut-Targetdicken unabhängig von dem vorher genannten Verfahren bestimmt.

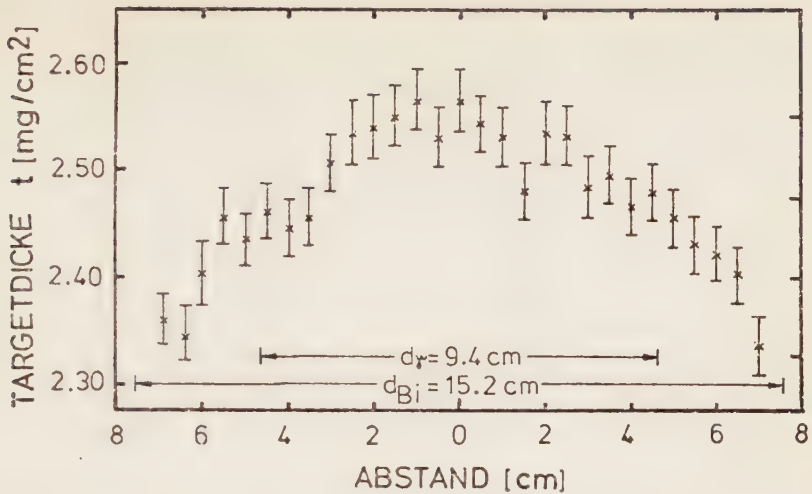


Abb. 7 Targetdicken einer bedampften Wismut-Targetfläche als Funktion des Abstands zum Mittelpunkt;
 d_{Bi} = Durchmesser der Wismut-Targetfläche, d_T = Durchmesser des monochromatischen Photonenstrahls.

Die benutzte Meßapparatur befindet sich im Targetlabor des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz (Beu78). Abb. 7 zeigt ein gemessenes Targetdickenprofil. Der Photonenstrahl leuchtet von der bedampften Wismut-Targetfläche, die einen Durchmesser von 15.1 cm hat, nur einen Innenbereich von 9.4 cm Durchmesser aus. Die durch Wägung und Flächenangabe erhaltenen mittleren Targetdicken werden daher mit einem Korrekturfaktor versehen. Für die relative Zunahme der Targetdicken resultiert bei einer konstanten Intensitätsverteilung der Photonen ein Wert von $f_{\text{Target}} = 1.043 \pm 0.008$. Die mit beiden Meßmethoden erhaltenen Targetdicken stimmen innerhalb der auftretenden Meßfehler von $\pm 2.5\%$ überein.

3.2. Elektrischer Aufbau

3.2.1. Signale der Ionisationskammer im Photonenstrahl

Der Linacstrom ist gepulst mit 150 Hz. Die Pulsdauer eines Linacblitzes beträgt ca. $4 \mu\text{s}$ (Abb. 8 a.)). Während des Linacpulses erzeugen Photonen durch Comptoneffekt und Paarbil-

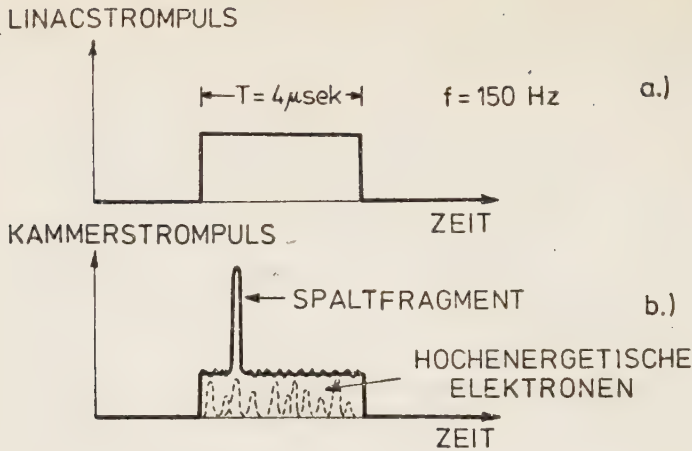


Abb. 8 a.) Linacstrompulse und b.) Strompulse der Ionisationskammer

dung innerhalb der Spaltkammer hochenergetische Elektronen, die Ionisationssignale bilden. Die Zahl der produzierten relativistischen Elektronen pro Linacblitz wurde aus dem gemessenen Energiefluß der Photonen, der Zahl der Targetatome und aus den Wirkungsquerschnitten für Comptoneffekt und Paarbildung berechnet. Bei einer Messung mit monochromatischen Photonen einer Energie von 60 MeV betrug dieser Wert ca. 10^4 Elektronen pro Linacpuls. Durch Überlagerung vieler Stromsignale einzelner hochenergetischer Elektronen ergibt sich eine einhüllende Kurve, die während des Linacblitzes einen im Mittel konstanten Wert annimmt (Abb. 8b.)). Diesem "Gleichstrom" sind die Stromsignale weniger Spaltfragmente überlagert. Ein Spaltereignis tritt ungefähr pro 100 Linacblitze einmal auf.

3.2.2. Kompensationsmethoden zur Reduzierung des Strahluntergrunds

Die Signale der Spaltfragmente werden am einfachsten durch eine Kompensationsmethode von den Untergrundsignalen hochenergetischer Elektronen getrennt. Im Jahr 1947 benutzten Baldwin und Klaiber (Bal47) diese Meßmethode bei Photospaltexperimenten mit Bremsstrahlung zum ersten Mal. Weitere Anwendungsbei-

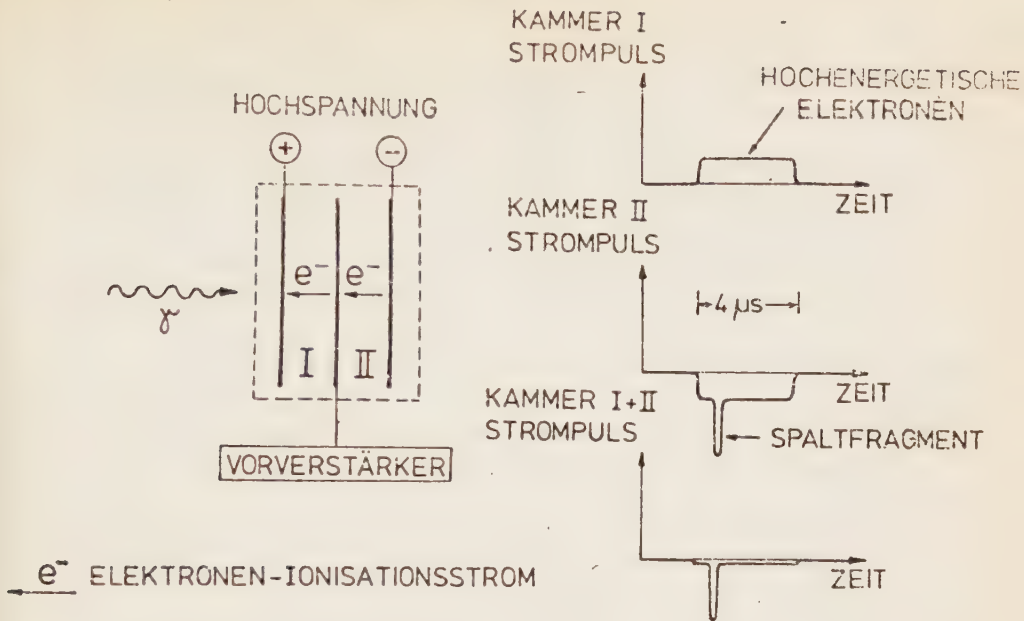


Abb. 9 Nicht vollständige Kompensation des Ionisationsstroms hochenergetischer Elektronen mit einer Anordnung aus zwei Ionisationskammern, wenn die Ionisationsströme der beiden Kammern unterschiedliche Beträge aufweisen.

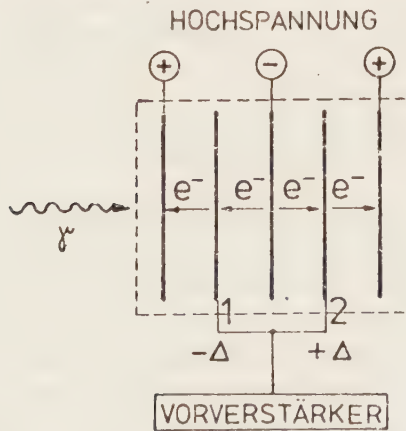


Abb.10 Kompensation einer linearen Zunahme des Ionisationsstroms hochenergetischer Elektronen innerhalb der Spaltkammer; der negative Überschuss $-\Delta$ an Signalplatte 1 hebt den positiven Überschuss $+\Delta$ an Signalplatte 2 auf.

spiele zur Kompensationstechnik befinden sich in Arbeiten von Jungermann (Jun57) und Budtz-Jørgensen (Bud78).

Abb. 9 zeigt zwei Ionisationskammern mit einer gemeinsamen Kollektorplatte, aber unterschiedlicher Hochspannungspolung. Bei dieser Anordnung haben die Stromsignale beider Ionisationskammern ein entgegengesetztes Vorzeichen. Die Ionisationsströme der hochenergetischen Elektronen heben sich gegenseitig auf. Spaltfragmentsignale treten sowohl mit positiver als auch negativer Polarität auf. Diese Meßmethode funktioniert, wenn die Ionisationsströme beider Ionisationskammerplatten gleich groß sind. Die Abstände zwischen den Ionisationskammerplatten sind aber nicht exakt gleich. Weiterhin steigt die Zahl der relativistischen Elektronen in der Spaltkammer mit zunehmender Tiefe an. Ein linearer Anstieg des Ionisationsstroms wird kompensiert, wenn man die Signale zweier benachbarter Kollektorplatten addiert (Abb.10).

Alle übrigbleibenden Nullpunktsverschiebungen werden elektronisch durch Differenzbildung jeweils zweier Vorverstärkersignale kompensiert. Diese verschiedenen Kompensationsmethoden beseitigen den Ionisationsstrom der Untergrundsignale, die Größe des Stromrauschens nimmt allerdings zu. Die sich ergebenden Werte für die Rauschverbreiterung sind klein, verglichen mit der Halbwertsbreite der Energieverteilung der Spaltfragmente.

3.2.3. Elektronische Signalverarbeitung

Abb. 11 stellt die elektronische Verarbeitung der Ionisationskammersignale schematisch dar. Ein detailliertes elektronisches Schaltbild befindet sich in Anhang I. Die für die Signalverarbeitung benutzte Anordnung in Abb. 11 existiert in vierfacher Anzahl. Die Pulse zweier Kollektorplatten gehen auf den Eingang eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Alle acht Vorverstärker befinden sich auf der Oberseite des Aluminium-Deckels der Spaltkammer. Die Differenzsignale zweier Vorverstärker werden in zwei identischen Zweigen mit einer positiven Schwelle weiterverarbeitet. Daran schließt sich ein Ana-

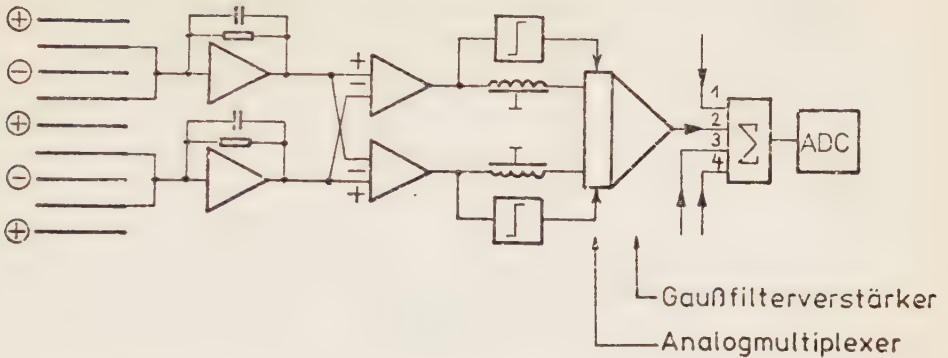


Abb. 11 Schematische Darstellung der Signalverarbeitung

logmultiplexer und eine Pulsformung durch ein "Gauß"-Filter ($\tau_{INT} = \tau_{DIF} = 480 \text{ ns}$) an. Im nächsten Schritt werden die Signale addiert, um ein Impulshöhenspektrum aufzunehmen.

3.3. Anordnung der mit Wismut bedampften Ionisationskammerplatten

Da nur die Elektronenkomponente des Ionisationssignals registriert wird, hängt die Impulshöhe des Signals vom Entstehungsort der Ionisationsladungen ab. Im Gegensatz zu Protonen oder Alpha-Teilchen ionisieren Spaltfragmente besonders stark zu Beginn ihrer Wegstrecke durch einen Absorber (Siehe Kapitel 5.3.2.).

Abb. 12 a.) und b.) zeigen Impulshöhenspektren der Ionisationskammersignale, wenn jeweils die negativen bzw. die positiven Elektroden der einzelnen Ionisationskammern mit Wismut bedampft sind. In Abb. 12 c.) ist das Impulshöhenspektrum zu erkennen, wenn die Ionisationskammern keine Wismut-Targetsubstanz enthalten. Diese Experimente erfolgten mit einer nur aus vier Ionisationskammern bestehenden Spaltkammer und wurden an der Bremsstrahlungsanlage (Ahr73) des Mainzer Elektronenlinearbeschleunigers durchgeführt. Bremsstrahlung als Photonenquelle eignet sich für Testmessungen, da die Intensität

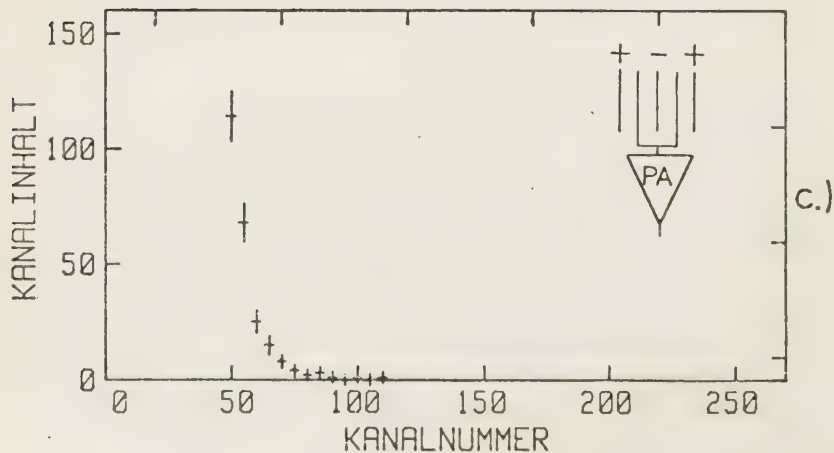
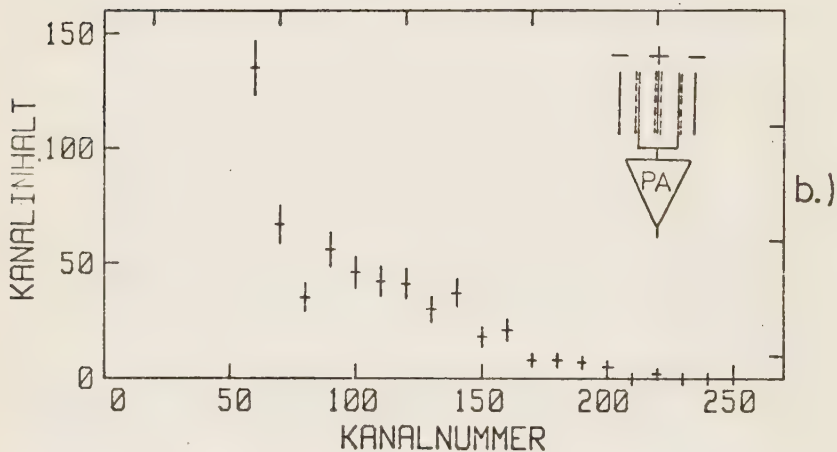
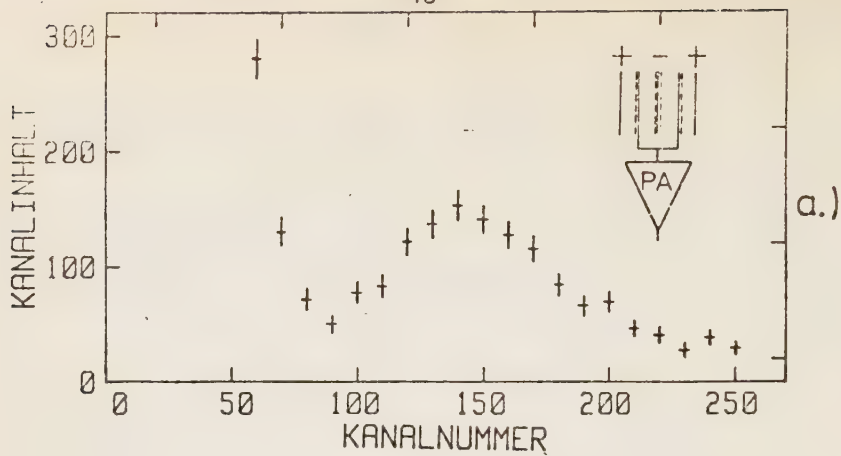


Abb. 12 Impulshöhenspektren der Ionisationskammersignale, wenn
a.) die negative, b.) die positive und c.) keine Elektrode der Ionisationskammern mit Wismut bedampft ist.

der Bremsstrahlungsquanten um ein bis zwei Größenordnungen höher liegt als die Intensität der monochromatischen Photonen.

Aus Abb. 12 ist zu erkennen, daß eine Trennung der Impulshöhenverteilung der Spaltfragmentsignale von derjenigen der niederenergetischen Untergrundsignale nur möglich ist, wenn die negativen Kammerplatten eine Wismut-Targetschicht aufweisen. Bei den photoinduzierten Untergrundsignalen handelt es sich um leichte geladene Teilchen, z. B. Protonen oder Alpha-Teilchen. Eine Messung mit einem anderen Gasgemisch aus 95%-Argon und 5%-Kohlendioxid, anstelle des normalerweise verwendeten 90%-Argon und 10%-Methan, ergab, daß der Anteil der Rückstoßprotonen aus dem Methan durch den Neutronenuntergrund zu vernachlässigen ist. Den größten Beitrag liefert vermutlich die $Al(\gamma, p)$ -Reaktion.

Die Impulshöhenspektren der Spaltfragmentsignale in Abb. 12 entsprechen deren Energieverlustverteilung in der Argon-Methan-Gasstrecke. Eine Zuordnung von abgegebener Energie zu Impulshöhe wird durch eine Testladung auf den Eingang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers erreicht. Die zur Produktion eines Ionenpaares benötigte mittlere Ionisierungsenergie beträgt für Spaltfragmente in Argon 27.9 eV (Sch56). Für die Impulshöhe, die dem Maximum der Impulshöhenverteilung der Spaltfragmentsignale entspricht, ergibt sich ein Wert des Energieverlusts von ca. 19.5 MeV (Siehe Kapitel 5.3.2.) .

3.4. Testmessung mit Bremsstrahlung einer Endpunktsenergie von 80 MeV

Abb. 13 zeigt das Impulshöhenspektrum einer Testmessung mit Bremsstrahlung in derselben Versuchsanordnung, wie sie bei den Messungen mit monochromatischen Photonen vorliegt. Das Bremsstrahlungsspektrum hat eine Endpunktsenergie von 80 MeV. Aus Abb. 13 ist zu erkennen, daß sich die Impulshöhenverteilung der Spaltfragmentsignale von derjenigen der Untergrundsignale separieren läßt. Diese Trennung ermöglicht es, die absolute Zahl der Spaltereignisse durch ein Approximationsverfahren zu bestimmen.

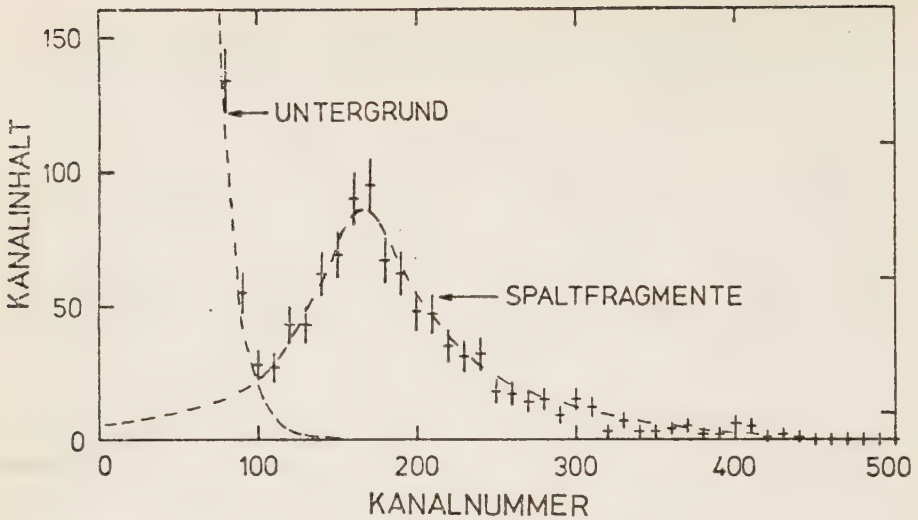


Abb. 13 Impulshöhenspektrum der Testmessung mit Bremsstrahlung einer Endpunktenergie von 80 MeV

Zu Vergleichszwecken wurde die gemessene Zahl der Spaltereignisse auch theoretisch berechnet. Dieser Wert ergibt sich aus dem gemessenen Energiefluß der Photonen $P(E_0)$ [MeV], der Zahl der Wismut-Targetatome N_T [cm^{-2}], sowie aus dem Verlauf des Photospaltquerschnitts $\sigma_{(\gamma,f)}(E)$ [cm^2] und des Bremsstrahlungsquerschnitts $\frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE}(E)$ [$\frac{1}{\text{MeV s}}$] mit der Photonenenergie E [MeV]. Für die Zahl der Spaltereignisse $N_{(\gamma,f)}$ [s^{-1}] ergibt sich folgende Gleichung:

$$N_{(\gamma,f)} = \text{KONST} \cdot N_T \int_{30.0 \text{ MeV}}^{79.49 \text{ MeV}} \text{ABS}(E) \sigma_{(\gamma,f)}(E) \frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE}(E) dE .$$

Für $\sigma_{(\gamma,f)}(E)$ dient der von Türck (Tue75) angegebene Verlauf des Photospaltquerschnitts, der von 70 MeV bis 80 MeV extrapoliert wurde. Die Funktion $\text{ABS}(E)$ berücksichtigt die durch Absorbermaterialien zwischen dem 100μ -Aluminium-Bremstarget und der Spaltkammer abgeschwächte Photonenintensität. Mit dem Amplitudenfaktor KONST wird der von der Ionisationskammer des Typs "P2" gemessene Energiefluß der Photonen $P(E_0)$ auf den Fall umgerechnet, daß ein Elektron, mit der Wahrscheinlich-

keit $\frac{d\sigma^{\text{Br}}}{dE}(E)$, in einem Bremstargetatom ein Bremsstrahlungsquant mit der Photonenenergie E in dem Energieintervall dE erzeugt. Daraus resultiert die Gleichung:

$$P(E_0 = 80 \text{ MeV}) = \text{KONST} \int_{0.1 \text{ MeV}}^{79.49 \text{ MeV}} \text{ABS}(E) E \frac{d\sigma^{\text{Br}}}{dE}(E) dE .$$

Da die Werte der Photospaltquerschnitte mit zunehmender Photonenenergie ansteigen, werden die meisten Spaltereignisse durch hochenergetische Photonen des Bremsstrahlungsspektrums verursacht. In diesem Energiebereich ist der Verlauf der Bremsstrahlungsspektren abhängig von Winkelverteilungen der emittierten Bremsstrahlungsquanten (Abb. 14), Abschirmungseffekten der Elektronenhülle, Coulombkorrekturen der Wellenfunktionen und Dicken der Bremstargets (Koc59). Weiterhin gehen in Bornscher Näherung berechnete Bremsstrahlungsquerschnitte am hochenergetischen Ende des Bremsstrahlungsspektrums gegen den Grenzwert Null. Dieses steht im Gegensatz zu endlichen Werten aus experimentellen Daten (Fan58).

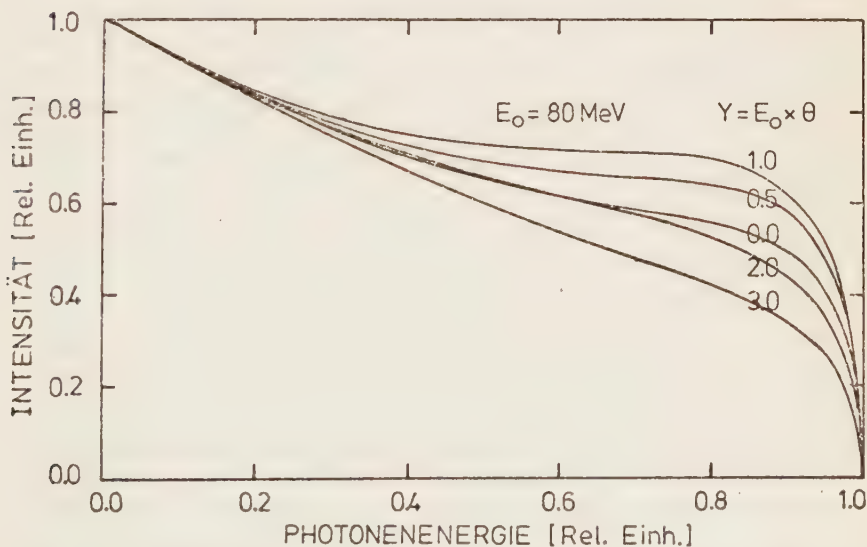


Abb. 14 Abhängigkeit der Form der Bremsstrahlungsspektren (Formel 2BS (Koc59)) von dem Produkt aus Elektronenenergie $E_0 = 80 \text{ MeV}$ und Photonenwinkel θ [mrad].

Eine ausführliche Diskussion der aufgeführten Effekte ist in der Arbeit von Koch und Motz (Koc59) enthalten, aus der die Nomenklatur der benutzten Formeln für die Bremsstrahlungsquerschnitte stammt:

B= Bornsche Näherung,

C= Coulombkorrektur der Wellenfunktionen,

S= Abschirmung der Elektronenhülle,

N= ohne Abschirmung,

Index 3= Wirkungsquerschnitt differentiell in Photonenenergie,

Index 2= Wirkungsquerschnitt differentiell in Photonenenergie

und Photonenwinkel ($\gamma = E_0 \theta$, wobei E_0 = Elektronenenergie [MeV] und θ = Photonenwinkel [mrad]).

Im Vergleich zu der experimentell bestimmten Zahl der Spaltereignisse von $N(r,f) = 1195 (\pm 3.4\%)$, einschließlich der Extrapolations- und Selbstabsorptionsbeiträge (Siehe Kapitel 5.3.3.), ergaben sich aus der Berechnung folgende Werte für die Zahl der Spaltereignisse $N(r,f)$:

Bremsstrahlungsquerschnitt	Abschirmung	Coulombkorrektur	Zahl der Spaltereignisse
3BSa.)	vollständig	nein	1332
3CSa.)	vollständig	ja	1330
3BNb.)	keine	nein	899
3CN	keine	ja	896
3BSe.) (Schiff)	$\frac{Ze}{r} e^{-\frac{r}{a}}$	nein	1081
2BS, $\gamma = 0.1$	"	"	1064
2BS, $\gamma = 0.8$	"	"	1176
2BS, $\gamma = 1.0$	"	"	1165
2BS, $\gamma = 2.0$	"	"	1009
2BS, $\gamma = 3.0$	"	"	904

Die Abhängigkeit des Verlaufs der Bremsstrahlungsspektren von der endlichen Dicke der Bremstargets, d.h. der Einfluß von Energieverlust und Vielfachstreuung der einfallenden Elektronen im Bremstarget, wurde in Arbeiten von Hisdal (His57), Penfold und Wilson (Wil53) untersucht. Hisdal's Berechnungen ergaben, verglichen mit "dünnen" Targets, eine Zunahme der hochenergetischen Anteile des Bremsstrahlungsspektrums.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die berechnete Zahl der Spaltereignisse je nach verwendeter Formel für den Bremsstrahlungsquerschnitt voneinander abweicht. Die quantitative Auswertung der Messung mit Bremsstrahlung einer Endpunktsenergie von 80 MeV ist auf Grund ungenügender Kenntnis des Verlaufs der Bremsstrahlungsspektren nur näherungsweise möglich. Eine ähnliche Aussage gilt für die virtuellen Photonenspektren. Zur Vermeidung dieser Unsicherheiten durch die Fehler von $\pm 20\%$ auftreten können, ist es daher notwendig, eine Quelle monochromatischer Photonen mit variabler Energie und bekannter Stärke zu verwenden.

4. Messungen mit monochromatischen Photonen

Die Messungen der Photospaltquerschnitte von Wismut erfolgten bei acht verschiedenen Positronenenergien

$E^+ = 40, 42.5, 45, 47.5, 50, 55, 60, 65 \text{ MeV } (\pm 0.1\%)$

des magnetischen Strahlführungssystems. Bei den Energien von 45 und 50 MeV wurden jeweils zwei voneinander unabhängige Messungen durchgeführt. Die Intensitäten der monochromatischen Photonen lagen zwischen 1.3×10^6 und 2.4×10^6 Photonen/s mit Maximalwerten bei der Photonenenergie von ca. 55 MeV.

Abb. 15 zeigt die gemessenen Impulshöhenspektren für die Photonenenergie von 65 MeV. Neben den Impulshöhenverteilungen mit dem Be- und Cu-Vernichtungstarget ist auch die Differenzverteilung Be-f-Cu zu erkennen. Letzteres Impulshöhenspektrum ist allein durch monochromatische Photonen verursacht.

Die Meßmethode mit zwei verschiedenen Annihilationstargets hat den Nachteil, daß sich mit steigender Photonenenergie das Verhältnis monochromatischer Photonen zu Bremsstrahlungsquan-

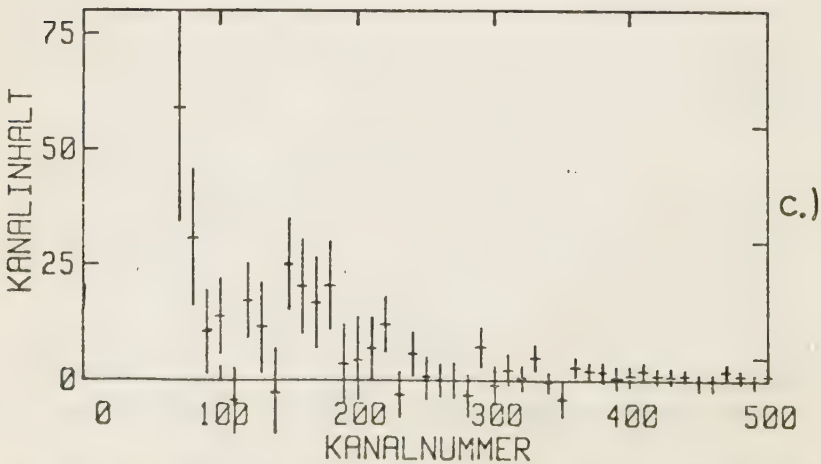
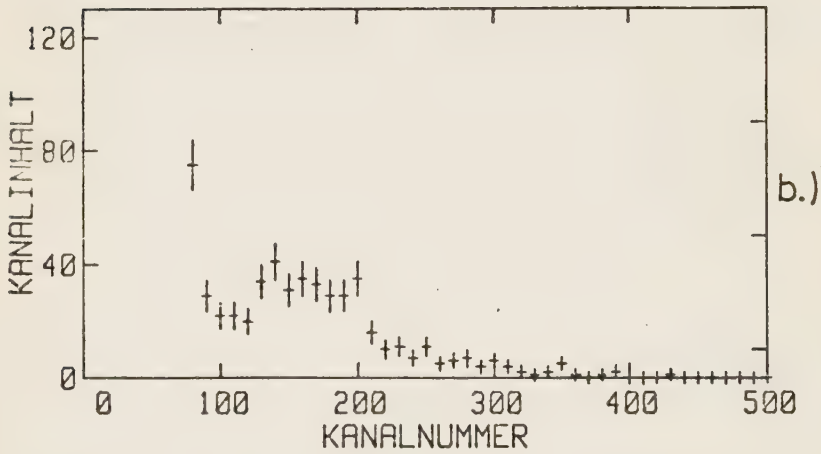
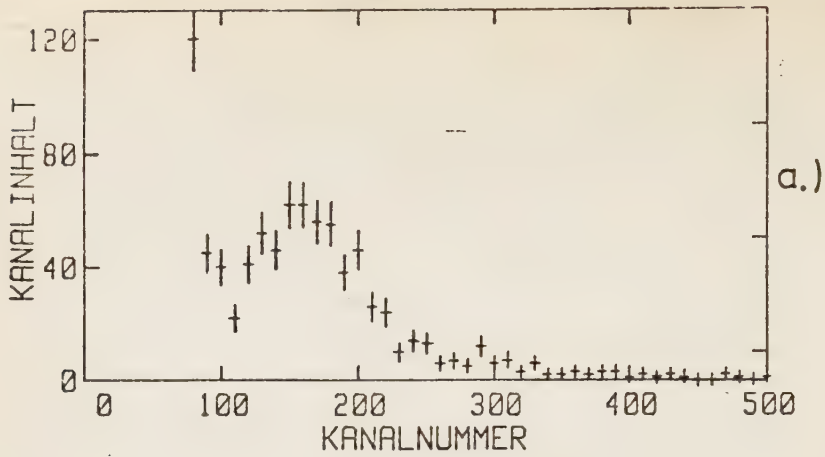


Abb. 15 Impulshöhenspektren für die Photonenenergie von 65 Mev:
a.) mit dem Be-Target, b.) mit dem Cu-Target und c.)
das Differenzspektrum Be-f·Cu, wobei $f=1.191$.

ten verringert. In Abb. 15 c.) werden die Differenzen zwischen zwei nahezu gleichgroßen Zahlenwerten gebildet. Durch die sich ergebenden großen statistischen Fehler ist die obere Grenze des Energieintervalls von 65 MeV bestimmt. Mit abnehmender Photonenenergie macht sich der starke Abfall des Photospaltquerschnitts und auch eine leichte Abnahme der Photonenintensität bemerkbar. Im Vergleich zu den höheren Photonenenergien ergeben sich längere Meßzeiten. Die Zahl der Spaltereignisse, verursacht durch monochromatische Photonen, betrug bei der Energie von 65 MeV ca. 95/h, verglichen mit 8/h bei 40 MeV. Unterhalb der Energie von 40 MeV ist eine Messung des Photospaltquerschnitts nur möglich, wenn eine wesentlich größere Intensität der monochromatischen Photonen erreicht werden könnte.

5. Datenreduktion und Korrekturen

Bei der Auswertung der Messungen ist der Beitrag neutronen- und photoinduzierter Spaltung durch Uranverunreinigungen in der Spaltkammer zur Spaltzählrate zu berücksichtigen. Des weiteren müssen die gemessenen Impulshöhenspektren der Spaltfragmentsignale in den engen Bereich am unteren Ende des Spektrums extrapoliert werden (Abb. 16). Die Zahl der registrierten Spaltereignisse erhöht sich um die Zahl der selbstabsorbierten Spaltfragmente in der Wismut-Targetschicht.

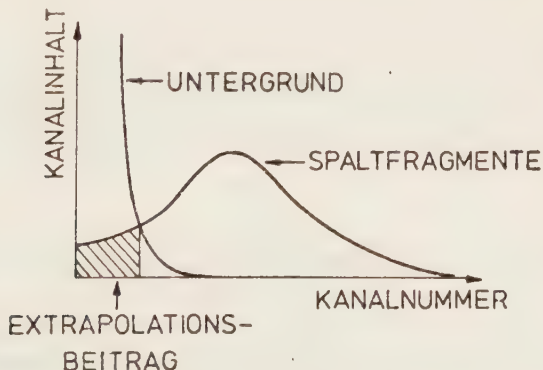


Abb. 16 Extrapolation der Impulshöhenverteilung der Spaltfragmentsignale in den Bereich der Untergrundsignale

5.1. Bestimmung der Uran-Verunreinigungen

Bei der Photonenenergie von $E_\gamma = 20$ MeV beträgt der Photospaltquerschnitt von ^{235}U $\sigma(\gamma, f) \approx 10$ mb (Bow64) und zeigt zu höheren Energien einen abnehmenden Verlauf. Oberhalb der Photonenenergie von 20 MeV und im interessierenden Energieintervall von 40 bis 65 MeV liegen keine gemessenen Photospaltquerschnitte von ^{235}U vor. Die Photospaltquerschnitte von ^{209}Bi nehmen mit wachsender Photonenenergie zu und erreichen bei $E_\gamma = 40$ MeV einen Wert von $\sigma(\gamma, f) \approx 3 \mu\text{b}$ (Tue75).

Der Wert der Uran-Verunreinigungen wurde in der aufgedampften Wismut-Targetsubstanz und in den verwendeten Aluminium-Trägerfolien (99.2% Al, 0.2% Si, 0.6% Fe, 0.05% Cu, sonstiges DIN1712) untersucht. Die Meßmethode stammt aus der Doktorarbeit von Türck (Tue75). Als Nachweisreaktion zur Bestimmung des Urangehalts dient der Einfang thermischer Neutronen an ^{235}U mit nachfolgender Kernspaltung. Die auftretenden Spaltfragmente werden mit Glimmerfolien registriert. In der thermischen Säule des Forschungsreaktors FR2 der Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH wurde die Probensubstanz bei einer Gesamtneutronenzahl von $4.7 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$ bestrahlt. Für den Urangehalt g (Uranatome/Targetatome) im Wismut und Aluminium ergaben sich folgende Zahlenwerte:

$$g_{\text{Wismut}} = 9 \times 10^{-12} \quad (+50\%) ,$$

$$g_{\text{Aluminium}} = 8 \times 10^{-7} \quad (+50\%) .$$

Die Uran-Verunreinigungen im Aluminium sind damit erheblich größer als diejenigen im Wismut. Der Einfluß beider Urangehalte auf die gemessene Spaltzählrate kann jedoch vernachlässigt werden.

5.2. Einfluß neutroneninduzierter Spaltung

Bei den Messungen der Photospaltquerschnitte wurden die Ionisationskammersignale nur während der Linacpulsdauer registriert. Zur Kontrolle diente die gleichzeitige Aufzeichnung der Impulshöhenspektren während der Linacpausen. Bei den Mes-

sungen waren zwischen den Linacblitzen keine Spaltfragment-signale feststellbar, die auf thermische Neutronenspaltung von Uran-Verunreinigungen zurückzuführen wären. Mit dieser Möglichkeit war auch nicht zu rechnen, wegen der in Kapitel 5.1. bestimmten Größe des Urangehalts.

Schnelle Neutronen entstehen vorwiegend im Tantal-Konversions-target in der Magnethalle. Absorbermaterialien wie Blei oder Beton haben nur eine geringe Abschirmwirkung. Da die Neutronen in alle Raumrichtungen emittiert werden, besteht eine Testmessung darin, die Spaltkammer bei sonst gleichen Versuchsbedingungen dicht neben den Photonenstrahl zu stellen. Die obere Grenze für die Zahl der neutroneninduzierten Spalt-ereignisse lag bei $\leq 0.2\%$ der Zahl der Photospalt-ereignisse. Diese Testmessungen wurden an der Bremsstrahlungsanlage wiederholt, wo ein größerer Raumuntergrund an schnellen Neutronen besteht. Auch in diesem Fall war der Beitrag neutronen-induzierter Spaltung zu vernachlässigen.

5.3. Bestimmung der Extrapolations- und Selbstabsorptions-korrekturen

Die gesamte Zahl der Spaltereignisse setzt sich zusammen aus der experimentell direkt bestimmbaren Spaltzählrate und den Extrapolations- und Selbstabsorptionsbeiträgen. Diese beiden Korrekturen wurden mit zwei voneinander unabhängigen Methoden bestimmt:

- 1.) durch Berechnung der gemessenen Impulshöhenspektren und
- 2.) durch Messungen bei verschiedenen Wismut-Targetdicken, wobei sich die Gesamtkorrektur durch Extrapolation der Zahl der Spaltereignisse zu der Wismut-Targetdicke Null ergibt.

5.3.1. Methode zur Berechnung der Impulshöhenspektren der Spaltfragmentsignale

Die gemessene Impulshöhenverteilung der Spaltfragmentsignale entspricht der Energieverlustverteilung der Spaltfragmente in der Gasstrecke zwischen den Ionisationskammerplatten.

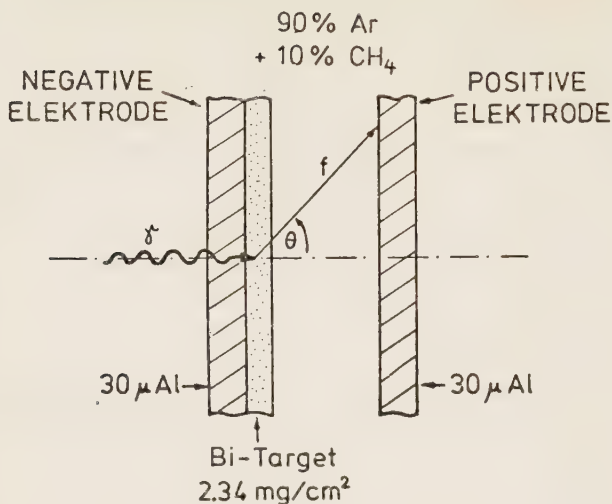


Abb. 17 Schematische Darstellung einer Ionisationskammer

Für die numerische Berechnung erweist sich die Monte-Carlo-Methode als vorteilhaft, weil hiermit die Auswertung von Mehrfachintegralen vermieden wird und sich die einzelnen Elementarprozesse einfacher beschreiben lassen.

Abb. 17 zeigt die schematische Darstellung einer Ionisationskammer. Da der Durchmesser der Wismut-Targetfläche 15.2 cm, der Durchmesser des Photonenstrahls nur 9.4 cm beträgt, und die Spaltfragmente in Argon eine Reichweite von ca. 2.5 cm aufweisen, werden Randfeldverluste vernachlässigt. Kein emittiertes Spaltfragment kann außerhalb des homogenen Feldes zwischen den Ionisationskammerplatten gelangen.

Bei der Berechnung der Energieverlustverteilung der Spaltfragmente in der Gasstrecke wird der Weg eines Spaltfragments vom Ort seiner Entstehung im Wismut-Target, zunächst durch die Wismut-Targetschicht und anschließend durch die Gasstrecke verfolgt. Daraus ergibt sich folgende Einteilung für die Rechnung:

- a.) Erzeugung der Spaltfragmente im Wismut-Target;
- b.) Energieverlust der Spaltfragmente im Wismut-Target;
- c.) Energieverlust der Spaltfragmente im Argon-Methan-Gas;
- d.) Faltung der berechneten Energieverlustverteilung mit der gemessenen Rauschverteilung von Ionisationskammer und Verstärker.

zu a.) Erzeugung der Spaltfragmente im Wismut-Target

Die Massen-, Kernladungs- und kinetische Energieverteilung der Spaltfragmente von ^{209}Bi sind aus einem Experiment von Areskoug et al. (Are77) bekannt. Die Massenverteilung wird durch eine Gaußkurve beschrieben. Aus den Massenzahlen ergeben sich die Kernladungszahlen und kinetischen Energien durch lineare Zusammenhänge. Nach einer Messung von Drake et al. (Dra76) ist die Winkelverteilung der emittierten Spaltfragmente von Wismut isotrop.

Das in der Wismut-Targetschicht erzeugte Spaltfragment ist in seinen Eigenschaften durch Angabe folgender Größen bestimmt, wobei $x_i (i=1,2,\dots,5)$ gleichmäßig verteilte Zufallszahlen aus dem Intervall (0,1) sind:

- 1.) A = Massenzahl $A = \sigma_A \sqrt{-2 \ln(x_1)} \cos(2\pi x_2) + A_0 \text{ [amu]},$
mit $\sigma_A = 14.8, A_0 = 96.3, 60 \leq A \leq 130;$
- 2.) Z = Kernladungszahl $Z = 1.84 + 0.406 A;$
- 3.) E = kinetische Energie $E = \begin{cases} -0.60 A + 130 \\ -0.75 A + 145 \end{cases} \text{ [MeV]} \text{ für } \begin{matrix} 60 \leq A \leq 100 \\ 100 \leq A \leq 130 \end{matrix};$
- 4.) θ = Emissionswinkel $\theta = \arcsin(1 - x_3)$
(sinus-Verteilung zwischen 0° u. 90°);
- 5.) x_{Bi} = Wegstrecke im Wismut-Target $x_{\text{Bi}} = X(L) x_4 / \cos(\theta), 1 \leq L \leq 32,$
mit $X(L)$ = Wismut-Targetdicke,
 $L = N_{\text{Bi}} x_5 + 1, N_{\text{Bi}} = 32.$

zu b.) Energieverlust der Spaltfragmente im Wismut-Target

Zur Berechnung der Energieverluste ΔE dient ein iteratives Verfahren. Die zurückgelegte Wegstrecke x_{Bi} im Wismut-Target wird in N Teilintervalle zerlegt und der Energieverlust $(\Delta E)_1$ zu Beginn eines jeden Wegintervalls berechnet. Im nächsten Iterationsschritt verdoppelt sich die Zahl der Teilintervalle. Für eine Zerlegung $N = 2$ ergibt sich:

$$\begin{array}{c}
 E \quad \quad E - \Delta E_1 \quad \quad E - \Delta E_1 - \Delta E_2 \\
 \hline
 \xrightarrow{\Delta E_1} \quad \xrightarrow{\Delta E_2} \\
 \xrightarrow{\Delta x = x_{Bi}/2} \\
 \xrightarrow{x_{Bi}}
 \end{array}
 \quad
 \left.
 \begin{array}{l}
 \Delta E_1 = \frac{dE}{dx} \Delta x \\
 \Delta E_2 = \frac{d(E - \Delta E_1)}{dx} \Delta x
 \end{array}
 \right\}
 \Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2.$$

Das iterative Verfahren ist beendet, wenn der Wert des berechneten Energieverlusts um weniger als 1% von dem Wert aus dem vorherigen Iterationsschritt abweicht. Ein selbstabsorbiertes Spaltereignis liegt vor, wenn die kinetische Energie des Spaltfragments in der Wismut-Targetschicht kleiner als 1 MeV wird.

zu c.) Energieverlust der Spaltfragmente im Argon-Methan-Gas

Da im Experiment nur die Elektronenkomponente des Ionisationssignals registriert wird, müssen die Energieverluste pro Wegintervall in der Gaswegstrecke mit dem relativen Abstand zur positiven Elektrode multipliziert werden. Das angewandte iterative Verfahren zur Berechnung des Energieverlusts ist dasselbe wie im vorherigen Abschnitt. Für eine Zerlegung $N = 2$ gilt:

$$\left.
 \begin{array}{l}
 \widetilde{\Delta E}_1 = \frac{dE}{dx} \Delta x, \quad \Delta E_1 = \widetilde{\Delta E}_1 \frac{(x - 0.5 \Delta x \cos(\theta))}{x} \\
 \widetilde{\Delta E}_2 = \frac{d(E - \widetilde{\Delta E}_1)}{dx} \Delta x, \quad \Delta E_2 = \widetilde{\Delta E}_2 \frac{(x - 1.5 \Delta x \cos(\theta))}{x}
 \end{array}
 \right\}
 \Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2.$$

zu d.) Faltung der berechneten Energieverlustverteilung mit der gemessenen Rauschverteilung von Ionisationskammer und Verstärker

Ein Vergleich der Energieverlustverteilungen der Spaltfragmente mit den gemessenen Impulshöhenspektren ist erst nach der Faltung mit der Rauschverteilung von Ionisationskammer und Verstärker möglich. Die Rauschverbreiterung ergibt sich, wenn eine Folge gleicher Testpulse während der Linacpulsdauer zu den Signalen der Ionisationskammer addiert wird. Aus der Pulserlinie resultiert eine gaußförmige Impulshöhenverteilung, deren Halbwertsbreite die Energieverschmierung durch das Schrot-rauschen des Kammerstroms i und durch das Rauschen der Vorverstärker beschreibt. Im halblogarithmischen Maßstab weist die Rauschverbreiterung ($\sim \sqrt{i}$) eine nahezu geradlinige Abhängigkeit vom Energiefluß der Photonen auf (Abb. 18). Bei allen durchgeführten Messungen mit Bremsstrahlungsquanten lagen die

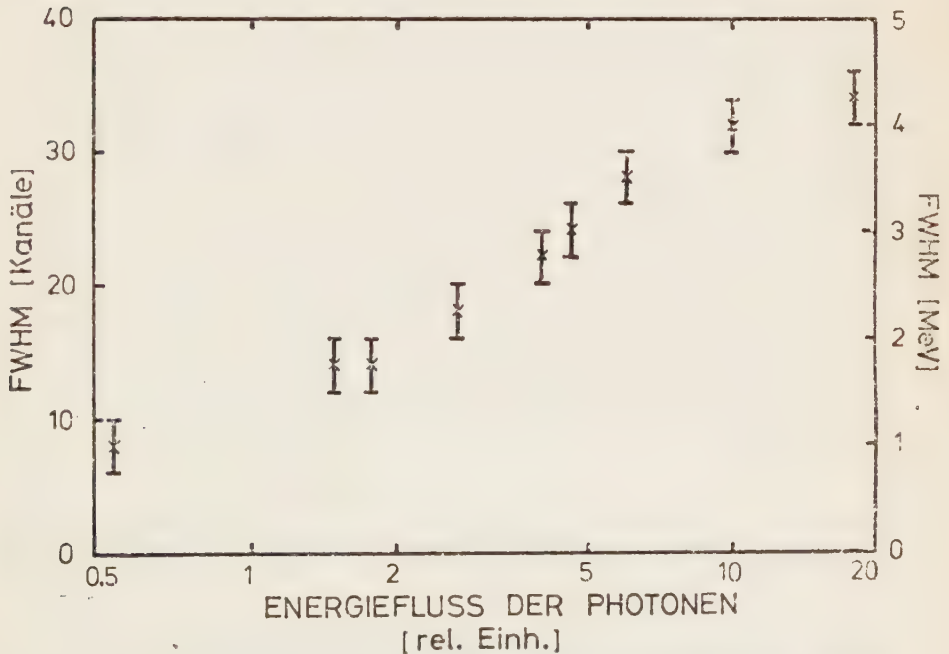


Abb. 18 Halbwertsbreiten FWHM der Rauschverbreiterung durch Ionisationskammer und Verstärker als Funktion des Energieflusses der Photonen

Werte der Halbwertsbreiten zwischen 1 und 5 MeV, und bei den Messungen mit monochromatischen Photonen betrug der Wert 1.5 MeV.

Im Monte-Carlo-Programm wird die Faltung der Energieverlustverteilung $f(E)$ mit einer Gaußfunktion durch folgende Gleichung beschrieben:

$$F(E_0) = \int_{E_0 - 3\sigma_E}^{E_0 + 3\sigma_E} f(E) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{E - E_0}{\sigma_E} \right)^2} dE, \text{ mit } \sigma_E = \text{FWHM}/2.354.$$

5.3.2. Vergleich der berechneten und gemessenen Impulshöhenspektren

In der Literatur existiert eine größere Anzahl von Formeln zur Berechnung des Energieverlusts von Spaltfragmenten. Für die berechneten Energieverlustverteilungen der Spaltfragmente im Argon-Methan-Gasgemisch wird untersucht, wie sich die Resultate verschiedener Energieverlustformeln auf die Form der Verteilungen auswirken.

Der Energieverlust von Spaltfragmenten setzt sich zusammen aus dem Hauptbeitrag durch Ionisation der Elektronenhülle und aus dem Anteil durch elastische Kernstreuung. Mit dem Thomas-Fermi-Modell berechneten Lindhard, Scharff und Schiøtt (Lin63) die Größe des Energieverlusts durch Ionisation. Unter Verwendung der Nomenklatur für die Kernladungs- und Massenzahlen von Projektil (Z_1, A_1) und Absorber (Z_2, A_2) kamen sie zu folgendem Ergebnis:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{LSS}} = \frac{36.5 (Z_1)^{1.41} Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2} A_2 \sqrt{A_1}} \sqrt{E} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{mg/cm}^2} \right], \text{ wobei } [E] = \text{MeV}.$$

Eine andere Möglichkeit zur Berechnung des Energieverlusts besteht darin, die Bethe-Bloch-Gleichung (Bet30) anzuwenden. Der

Energieverlust von Spaltfragmenten wird auf denjenigen von Protonen zurückgeführt, wobei effektive Kernladungszahlen für Spaltfragmente mit $Z_{\text{Ion}}^{\text{eff}} = \gamma_{\text{Ion}} Z_{\text{Ion}}$ und für Protonen mit $Z_{\text{p}}^{\text{eff}} = \gamma_{\text{p}} Z_{\text{p}}$ eingeführt werden. Daraus resultiert die Gleichung:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{E_{\text{Ion}}} = \left(\frac{\gamma_{\text{Ion}} Z_{\text{Ion}}}{\gamma_{\text{p}}}\right)^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{E_{\text{p}}} = \frac{E_{\text{Ion}}}{A_1} \quad .$$

Die nachstehend aufgeführten Formeln unterscheiden sich in den Ansätzen für die effektiven Ladungen der Protonen und Spaltfragmente:

1.) Effektive Ladungen für Protonen

a.) Booth und Grant (Boo65)

$$\gamma_{\text{p}}^2 = (1 - e^{-150 E_{\text{p}}}) (-0.835 e^{-14.5 E_{\text{p}}}) \quad ,$$

b.) Braune und Schwalm (Bra77)

$$\gamma_{\text{p}} = 1 - e^{(-116.79 \frac{v}{c} - 3350.4 (\frac{v}{c})^2)} \quad .$$

2.) Effektive Ladungen für Spaltfragmente

a.) Moack und Brown (Moa72)

$$\gamma_{\text{Ion}} = 1 - 1.034 e^{-\frac{v}{v_0} Z_1^{0.688}} \quad ,$$

b.) Pierce und Blann (Pie68)

$$\gamma_{\text{Ion}} = 1 - e^{-0.95 \frac{v}{v_0} Z_1^{2/3}} \quad ,$$

c.) Forster et al. (For76)

$$\gamma_{\text{Ion}} = 1 - (1.035 - 0.4 e^{-0.16 Z_1} - 0.879 \frac{v}{v_0} Z_1^{0.65}) e \quad ,$$

wobei v = Geschwindigkeit des Projektils [cm/s],
 $v_0 = 2.19 \cdot 10^8$ cm/s ,
 c = Lichtgeschwindigkeit.

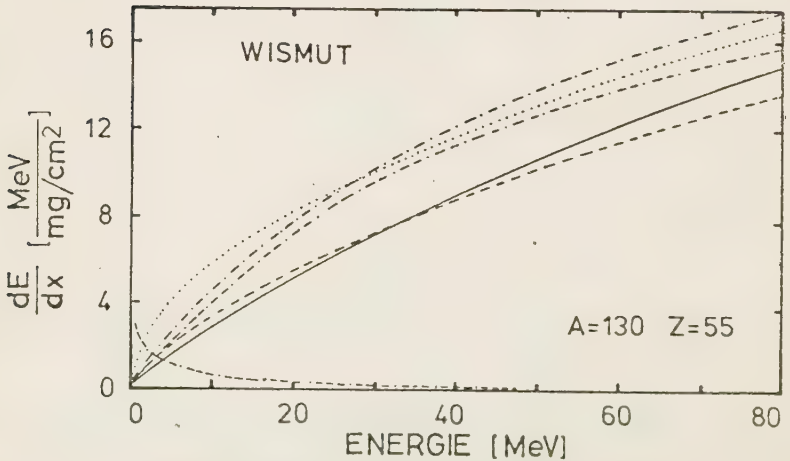
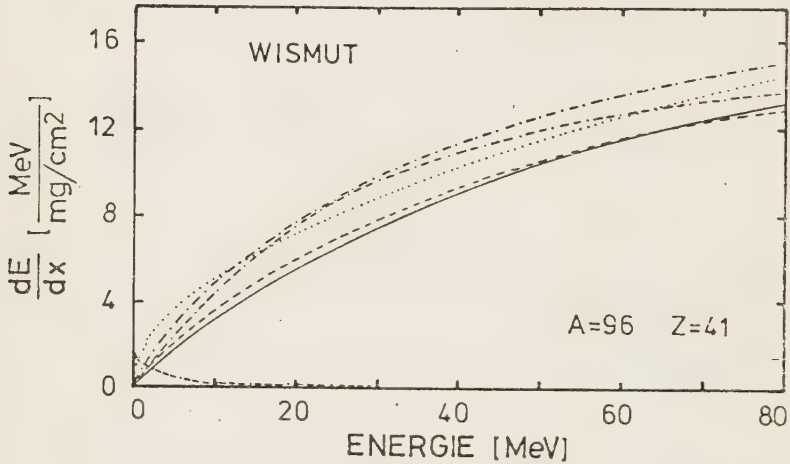
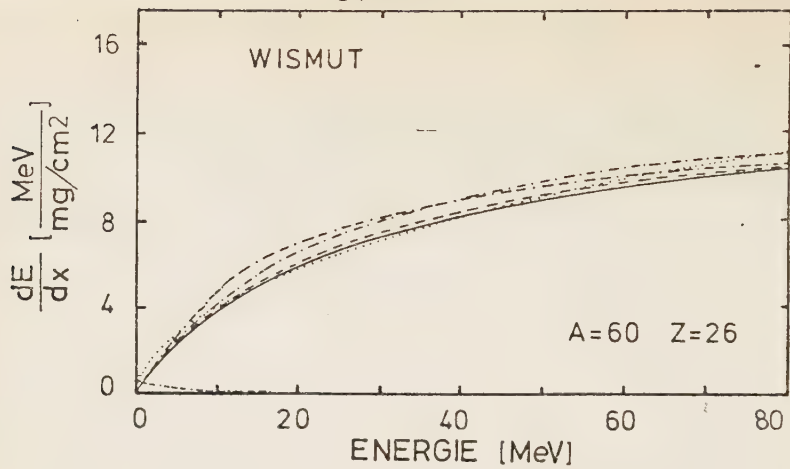


Abb. 19 Mit verschiedenen Formeln berechnete Energieverluste der Spaltfragmente von Wismut in der Wismut-Targetsicht für drei verschiedene A- und Z-Werte der Spaltfragmente:

- | | |
|----------------------------------|------------------------------------|
| — Forster et al.(For76), | - - - - - Pierce et al.(Pie68), |
| - - - Northcliffe et al.(Nor70), | Lindhard et al.(Lin63), |
| - . - . - Braune et al.(Bra77), | - . - . - Kalbitzer et al.(Kal76). |

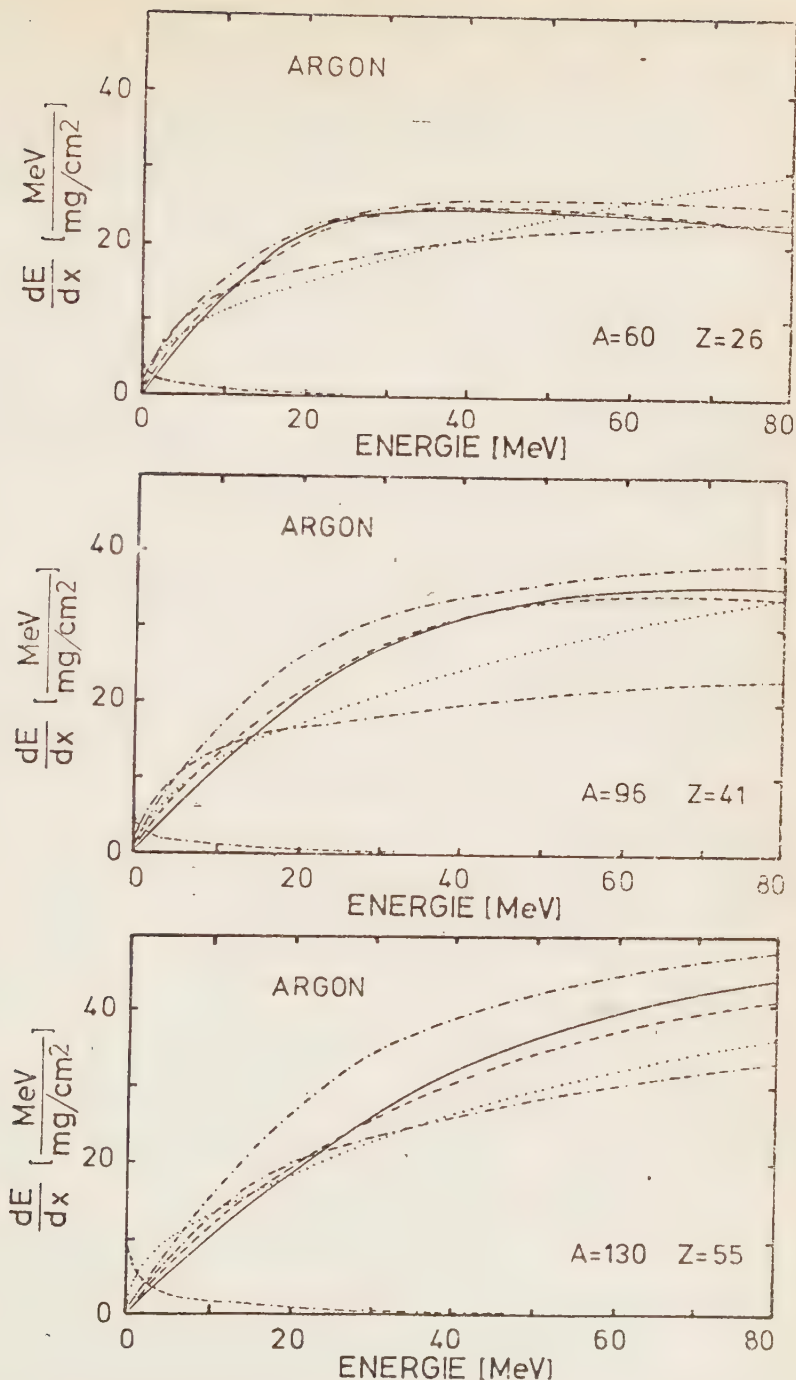


Abb. 20 Mit verschiedenen Formeln berechnete Energieverluste der Spaltfragmente von Wismut in Argon für drei verschiedene A- und Z-Werte der Spaltfragmente:

- | | |
|----------------------------------|-----------------------------|
| — Forster et al.(For76), | — Pierce et al.(Pie68), |
| - - - Northcliffe et al.(Nor70), | ... Lindhard et al.(Lin63), |
| - · - Braune et al.(Bra77), | — Kalbitzer et al.(Kal76). |

Für die Energieverluste der Protonen werden die Tabellenwerte von Northcliffe und Shilling (Nor70) verwendet.

Von Braune und Schwalm (Bra77) stammt eine weitere Energieverlustformel, bei der folgende Parametrisierung vorliegt:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{BS} = \chi_{\text{Ion}}^2 \frac{Z_1^2 Z_2 c^2}{A_2 v^2} Y(v, Z_2, A_2, \varrho) ,$$

wobei ϱ = Dichte des Absorbermaterials.

Zur Berechnung der Energieverluste der Spaltfragmente durch elastische Kernstreuung dient ein Ausdruck von Kalbitzer et al. (Kal76).

Abb. 19 und 20 zeigen die sich mit verschiedenen Formeln ergebenden Werte für die Energieverluste der Spaltfragmente von ^{209}Bi in den beiden Absorbermaterialien Wismut und Argon für jeweils drei verschiedene Fälle: das wahrscheinlichste Spaltfragment mit $A_1 = 96$, $Z_1 = 41$ und die beiden auftretenden Extremfälle mit $A_1 = 60$, $Z_1 = 26$ und $A_1 = 130$, $Z_1 = 55$. Aus den beiden Abb. 19 und 20 ist ersichtlich, daß die berechneten Energieverluste für Argon stärker voneinander abweichen als die entsprechenden Werte für Wismut.

Im Monte-Carlo-Programm wurden zur Berechnung der Energieverluste in der Wismut-Targetschicht die Formel von Braune und Schwalm (Bra77) und zur Berechnung derjenigen im Argon-Methan-Gasgemisch der Ausdruck von Forster et al. (For76) verwendet. In beiden Fällen liegen die Resultate zwischen den Zahlenwerten, die sich aus den anderen Formeln ergeben.

Abb. 21 zeigt die Verteilung der berechneten Energieverluste für drei verschiedene Wismut-Targetdicken von 0.60, 1.25 und 2.35 mg/cm² ohne Berücksichtigung der Rauschverbreiterung. Bei der Verteilung für die Wismut-Schichtdicke von 2.35 mg/cm² stimmt der Wert der wahrscheinlichsten Energieabgabe von ca. 19.0 MeV mit dem gemessenen Wert von ca. 19.5 MeV überein (Siehe Kapitel 3.3.) .

In Abb. 22 und 23 sind die Einflüsse der Ergebnisse anderer Energieverlustformeln auf den Verlauf der Verteilungskurven zu erkennen. Die relative Form der Energieverlustverteilungen

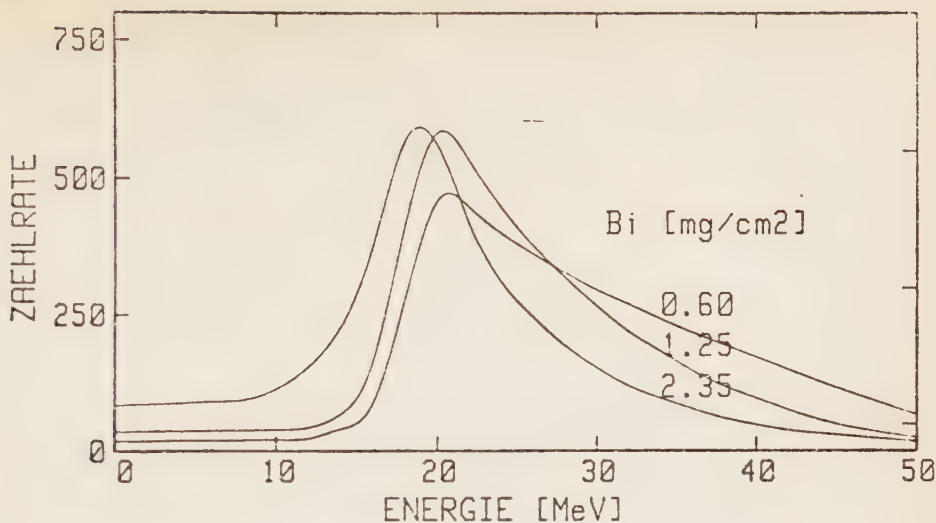


Abb. 21 Berechnete Energieverlustverteilungen der Spaltfragmente von Wismut für drei verschiedene Wismut-Targetdicken ohne Berücksichtigung der Rauschverbreiterung

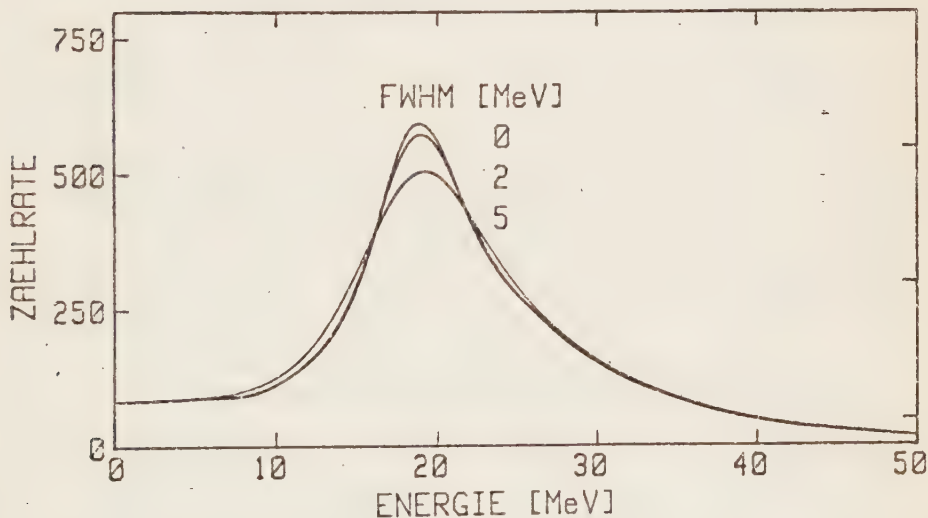


Abb. 24 Berechnete Energieverlustverteilungen der Spaltfragmente von Wismut für die Wismut-Targetdicke von 2.35 mg/cm² mit Berücksichtigung der Rauschverbreiterung für verschiedene Energiehalbwertsbreiten FWHM

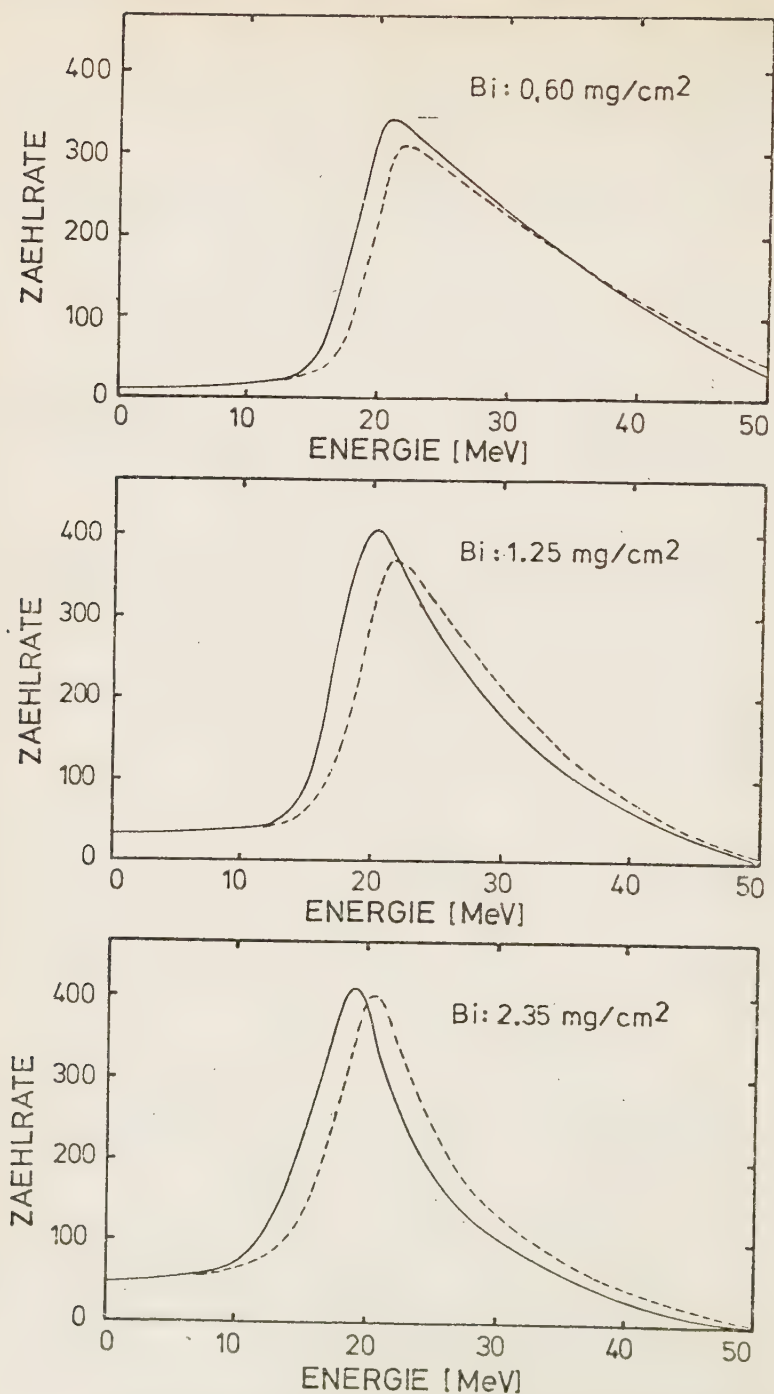


Abb. 22 Abhängigkeit der Energieverlustverteilungen für drei verschiedene Wismut-Targetdicken von den Ergebnissen verschiedener Formeln zur Berechnung des Energieverlusts in Argon: — = Forster(For76), - - - = Pierce(Pie68); mit der Formel von Braune(Bra77) für Energieverlust in Bi.

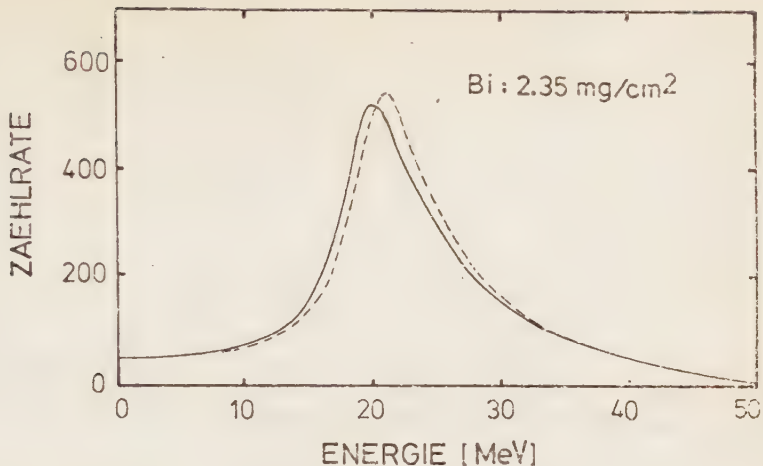


Abb. 23 Abhängigkeit der Energieverlustverteilung von den Ergebnissen verschiedener Formeln zur Berechnung des Energieverlusts in Wismut:

— = Pierce et al. (Pie68), ---- = Braune et al. (Bra77)
mit der Formel von Forster et al. (For76) für Energieverlust in Argon.

ändert sich nur wenig. Dagegen verschiebt sich ihre Lage auf der Energieskala.

Abb. 24 gibt die Faltung der Energieverlustspektren für die Wismut-Targetdicke von 2.35 mg/cm^2 mit der Rauschverteilung von Ionisationskammer und Verstärker wieder. Die Rauschverbreiterung ist für zwei verschiedene Energiehalbwidthsbreiten der Gaußfunktion mit Werten von 1 und 5 MeV dargestellt (Siehe Kapitel 5.3.1.) .

Abb. 25 vergleicht berechnete und gemessene Impulshöhenspektren für drei verschiedene Wismut-Targetdicken von 0.60, 1.25 und 2.35 mg/cm^2 . Der eingezeichnete exponentielle Verlauf des Impulshöhenspektrums der Untergrundsignale ergab sich aus der Messung mit der Spaltkammer ohne Wismut-Targetsubstanz (Siehe Kapitel 3.3.) . Aus der Abb. 25 ist zu erkennen, daß die Monte-Carlo-Rechnung die Abhängigkeit des Verlaufs der Impulshöhenspektren der Spaltfragmentsignale von der Wismut-Targetdicke wiedergibt. Für die in Kapitel 3.4. diskutierte Testmessung mit Bremsstrahlung einer Endpunktenergie von 80 MeV zeigt die Abb. 26 das berechnete Impulshöhenspektrum. In den Abb. 25 u. 26

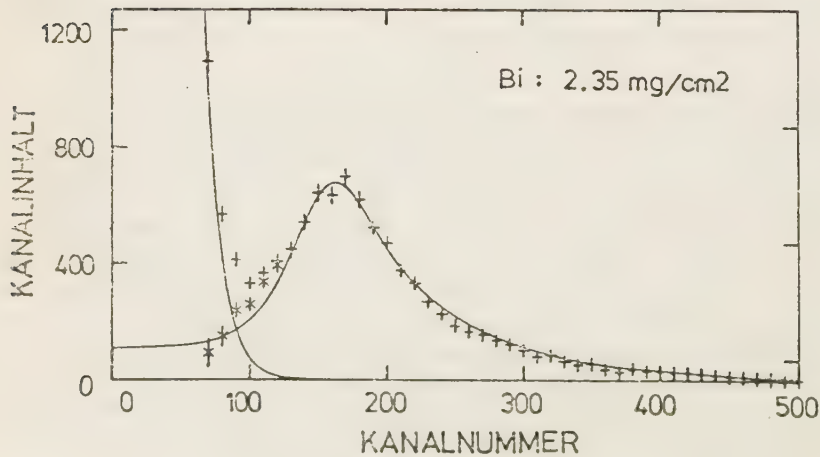
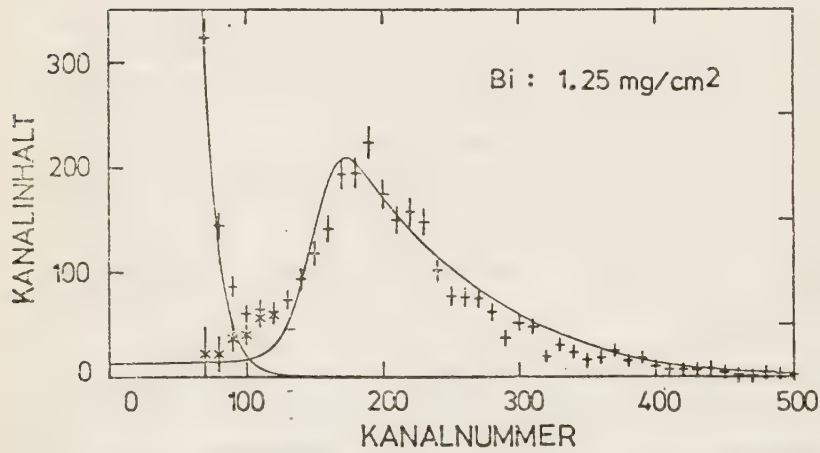
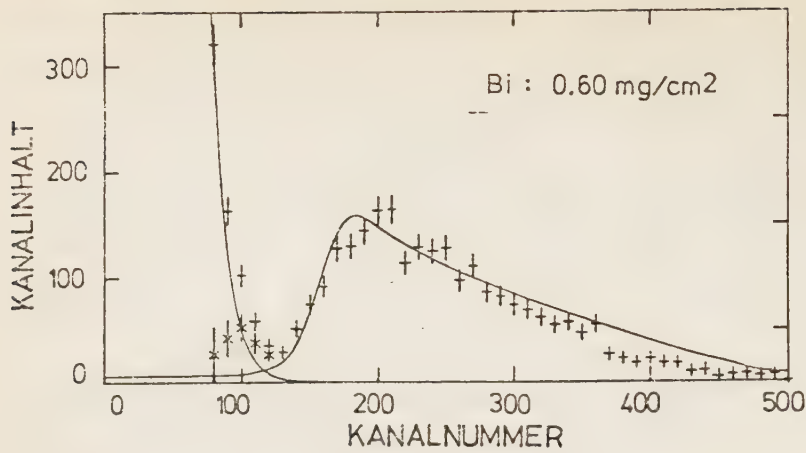


Abb. 25 Berechnete und gemessene Impulshöhenspektren für die Wismut-Targetdicken von 0.60 , 1.25 und 2.35 mg/cm^2 .

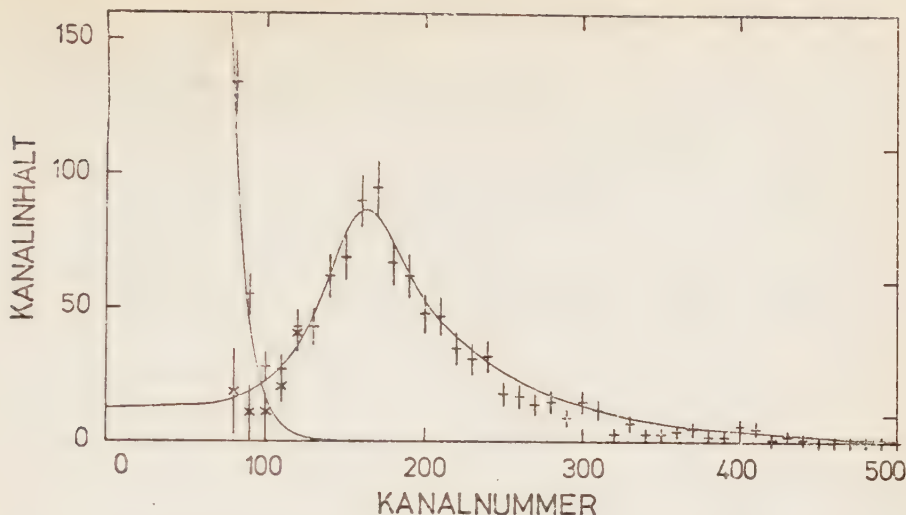


Abb. 26 Berechnetes und gemessenes Impulshöhenspektrum der Testmessung mit Bremsstrahlung einer Endpunktenergie von 80 MeV

sind zusätzlich die Differenzpunkte zwischen den Meßpunkten und dem Untergrundverlauf eingetragen.

Die aus der Monte-Carlo-Rechnung erhaltenen Energieverlustverteilungen der Spaltfragmente geben die gemessenen Impulshöhenspektren wieder. Auftretende Abweichungen sind auf Unsicherheiten in der Theorie zurückzuführen.

5.3.3. Berechnung und Messung der Extrapolations- und Selbstabsorptionsbeiträge

Die gesamte Zahl der Spaltereignisse setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen:

$$N(\gamma, f) = N_{\text{Ges}} + N_{\text{SA}} \quad \text{mit} \quad N_{\text{Ges}} = N + N_{\text{Ex}} - N_{\text{U}} \quad (\text{Abb. 27}),$$

wobei $N(\gamma, f)$ = Zahl der Spaltereignisse,

N_{Ges} = Zahl der registrierten Spaltereignisse,

N_{SA} = Zahl der selbstabsorbierten Spaltereignisse,

N = Zahl der Untergrund- und Spaltereignisse oberhalb Schwelle S ,

Abb. 28 a.) zeigt das Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnung für den Anteil x_{SA} , der in der Wismut-Targetsicht selbstabsorbierten Spaltfragmente. Die Fehlerangaben berücksichtigen die mit verschiedenen Energieverlustformeln erhaltenen Ergebnisse.

Die Größe der Selbstabsorptions- und Extrapolationsbeiträge wurde ebenfalls durch Messungen bei verschiedenen Wismut-Targetdicken bestimmt. Diese Experimente erfolgten unter jeweils gleichen Versuchsbedingungen mit Bremsstrahlung einer Endpunktenergie von 300 MeV. Zur Auswertung diente neben den in Abb. 25 gezeigten Impulshöhenspektren mit einer Wismut-Targetdicke von 0.60 und 1.25 mg/cm² eine weitere Messung mit einer Massenbelegung von 2.50 mg/cm². Da der Photonenstrahl der Bremsstrahlungsquanten nur einen Durchmesser von 1.5 cm aufweist, mußten die durch Wägung und Flächenangabe erhaltenen mittleren Wismut-Targetdicken um einen Korrekturfaktor $f_{Target} = 1.061 \pm 0.008$ vergrößert werden. Dieser Zahlenwert ergab sich aus der Messung der Targetdickenprofile (Siehe Kapitel 3.1.2.) .

Bei der Bestimmung der Zahl der Spaltereignisse $N(t_{Bi})$ als Funktion der Wismut-Targetdicke t_{Bi} lag die Schwelle jeweils bei der Kanalnummer, die dem Minimalwert zwischen der Impulshöhenverteilung der Untergrund- und Spaltfragmentsignale entspricht.

Abb. 28 b.) zeigt die Zahl der Spaltereignisse $N(t_{Bi})$ normiert auf gleichen Energiefluß der Photonen und gleiche Zahl der Wismut-Targetatome. Durch die drei Meßpunkte mit ihren statistischen Fehlern wurde eine Ausgleichsgerade gelegt, deren Ordinatenschnittpunkt $N(t_{Bi}=0)$ bei der Wismut-Targetdicke Null der Zahl der Spaltereignisse $N(r, f)$ entspricht. Damit beträgt der Anteil x_{Exp} für die Größe der Extrapolations- und Selbstabsorptionsbeiträge

$$x_{Exp}(t_{Bi}) = 1 - \frac{N(t_{Bi})}{N(t_{Bi}=0)} .$$

Für den Gesamtkorrekturfaktor $f_{Messung}$ resultiert die Beziehung:

$$N(r, f) = f_{Messung}(t_{Bi}) \cdot N(t_{Bi}) \quad \text{mit} \quad f_{Messung} = \frac{1}{1 - x_{Exp}} .$$

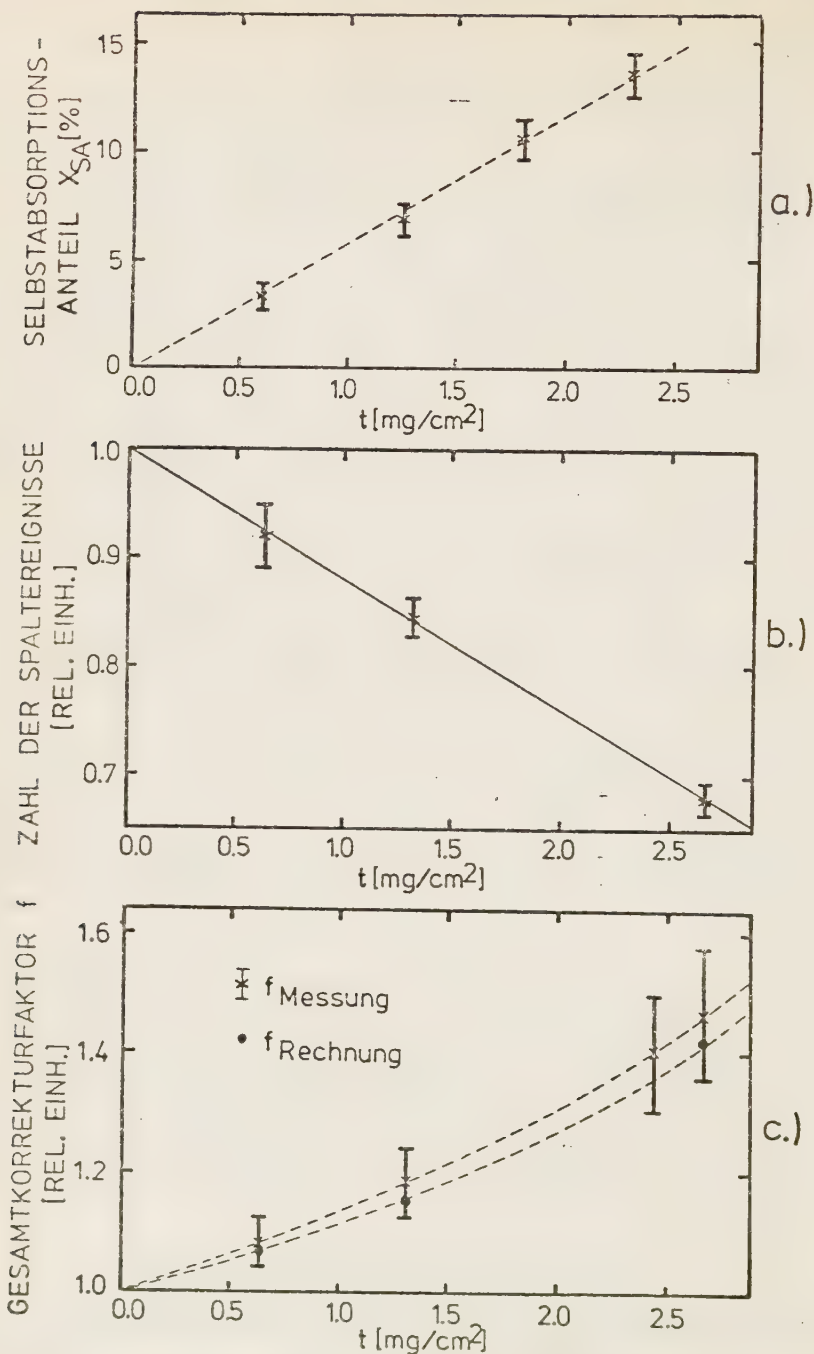


Abb. 28 a.) Prozentuale Anteil x_{SA} der selbstabsorbierten Spaltfragmente als Funktion der Bi-Targetdicke,
 b.) Normierte Zahl der Spaltereignisse $N(t_{Bi})$ als Funktion der Bi-Targetdicke,
 c.) Berechnete und gemessene Gesamtkorrekturfaktoren f als Funktion der Bi-Targetdicke.

Der absolute Fehler von x_{Exp} ergibt sich aus der Differenzbildung zweier Punkte der Ausgleichsgeraden

$$N(t_{\text{Bi}}) = a + b t_{\text{Bi}} \quad \text{zu} \quad \Delta x_{\text{Exp}} = (2 \sigma_a^2 + t_{\text{Bi}}^2 \sigma_b^2)^{1/2} .$$

Bei den Größen σ_a und σ_b handelt es sich um die Fehler der Parameter a bzw. b . Damit beträgt der relative Fehler des f_{Messung} -Korrekturfaktors

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\text{Messung}} = \frac{x_{\text{Exp}}}{1 - x_{\text{Exp}}} \left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{Exp}} .$$

In Abb. 28 c.) sind die Ergebnisse der Auswertung für die Größe der Selbstabsorptions- und Extrapolationsbeiträge zu erkennen. Für verschiedene Werte der Wismut-Targetdicke sind die gemessenen und berechneten Korrekturfaktoren f_{Messung} und f_{Rechnung} eingetragen. Die sich aus Messung und Rechnung ergebenden Werte für die Zahl der extrapolierten- und selbstabsorbierten Spalttereignisse stimmen innerhalb der auftretenden Fehler überein.

6. Auswertung und Resultate

6.1. Photospaltquerschnitte von Wismut mit monochromatischen Photonen zwischen 40 und 65 MeV

Alle Messungen mit monochromatischen Photonen wurden einheitlich ausgewertet, um die Photospaltquerschnitte von Wismut zu bestimmen. Abb. 29 a.) zeigt die addierten Impulshöhenspektren fünf verschiedener Photonenenergien und Abb. 29 b.) die Summe aller acht Energien.

Aus dem berechneten Verlauf der Impulshöhenspektren der Spaltfragment- und Untergrundsignale in Abb. 29 b.) ergibt sich eine Extrapolationskorrektur von $f_{\text{Ex}} = 1.161$, wobei der Wert der Schwelle S bei Kanalnummer 110 liegt. Mit der Selbstabsorptionskorrektur von $f_{\text{SA}} = 1.168$ (Abb. 28 a.)) für die Wismut-Targetdicke von 2.43 mg/cm^2 beträgt der gesamte Korrekturfaktor $f_{\text{Rechnung}} = 1.356$. Dieser Wert liegt innerhalb der Fehlerangaben des Faktors $f_{\text{Messung}} = 1.404 \pm 0.095$ (6.75%), der durch

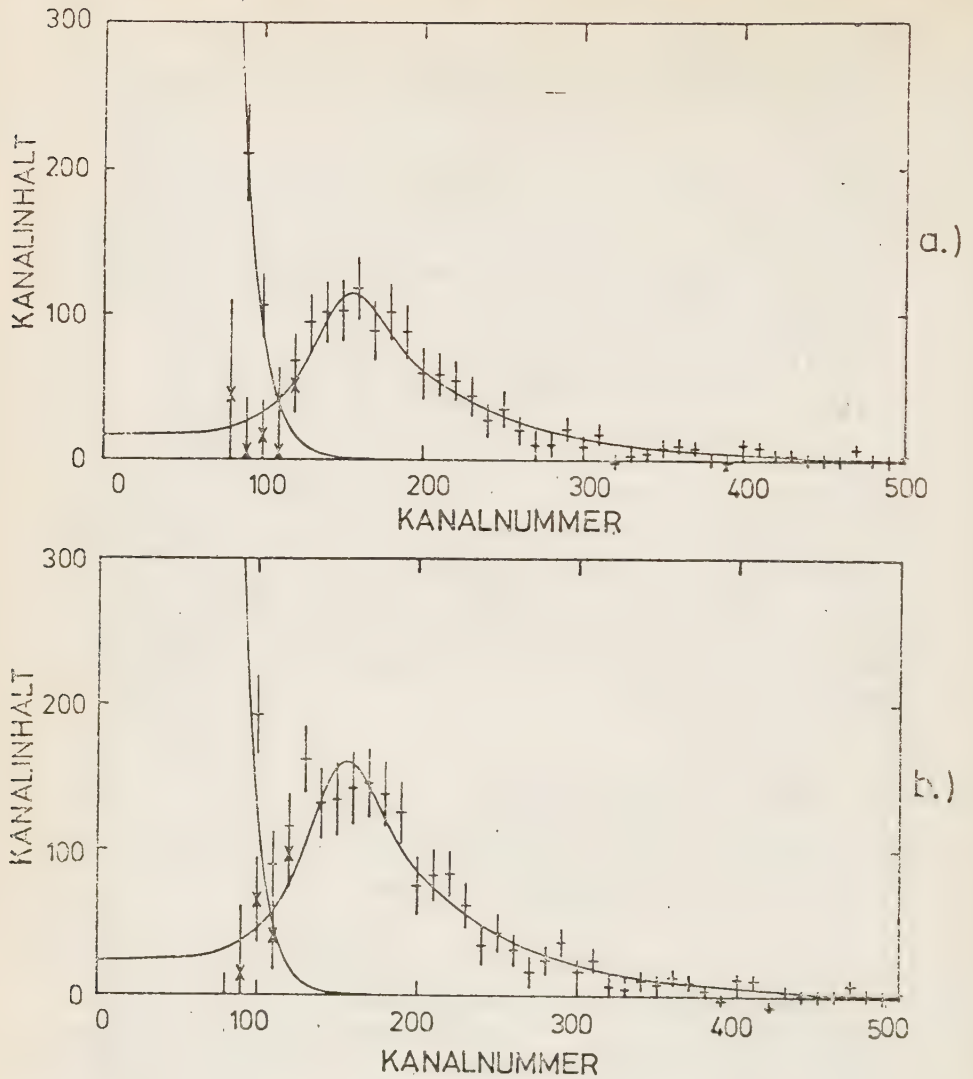


Abb. 29 Berechnete und gemessene Impulshöhenspektren mit
monochromatischen Photonen:

a.) Summe von fünf Photonenenergien
 $E_\gamma = 45, 47.5, 50, 60, 65 \text{ MeV}$;

b.) Summe aller acht Photonenenergien
 $E_\gamma = 40, 42.5, 45, 47.5, 50, 55, 60, 65 \text{ MeV}$.

Tabelle 1: Zusammenfassung der Meßergebnisse mit monochromatischen Photonen

E^+ [MeV]	E_γ [MeV]	$N_0 [10^{10}]$	$N_{(\gamma,f)}$	$\sigma_{(\gamma,f)} [\mu b]$
65	64.45	1.70	234 ± 47	61.5 ± 12.2 (19.8%)
60	59.49	1.41	188 ± 33	59.4 ± 10.3 (17.3%)
55	54.52	3.88	314 ± 39	30.1 ± 4.4 (12.3%)
50 (1)	49.55	4.92	210 ± 29	19.0 ± 2.6 (14.0%)
50 (2)	49.55	5.03	197 ± 32	17.4 ± 2.7 (16.0%)
50(1+2)	49.55			18.2 ± 1.9 (10.4%)
47.5	47.07	10.40	263 ± 37	11.4 ± 1.6 (13.9%)
45 (1)	44.59	17.43	420 ± 44	10.6 ± 1.1 (10.3%)
45 (2)	44.59	13.08	244 ± 37	8.4 ± 1.2 (14.6%)
45(1+2)	44.59			9.7 ± 0.8 (8.7%)
42.5	42.10	16.29	243 ± 29	6.6 ± 0.3 (12.1%)
40	39.60	32.92	208 ± 31	2.9 ± 0.4 (14.6%)

E^+ = Positronenenergie [MeV] ,

E_γ = Schwerpunktsenergie des Annihilationspeaks [MeV] ,

N_0 = Zahl der monochromatischen Photonen ,

$N_{(\gamma,f)}$ = Zahl der Spalt ereignisse ,

$\sigma_{(\gamma,f)}$ = Photospaltquerschnitt [μb] .

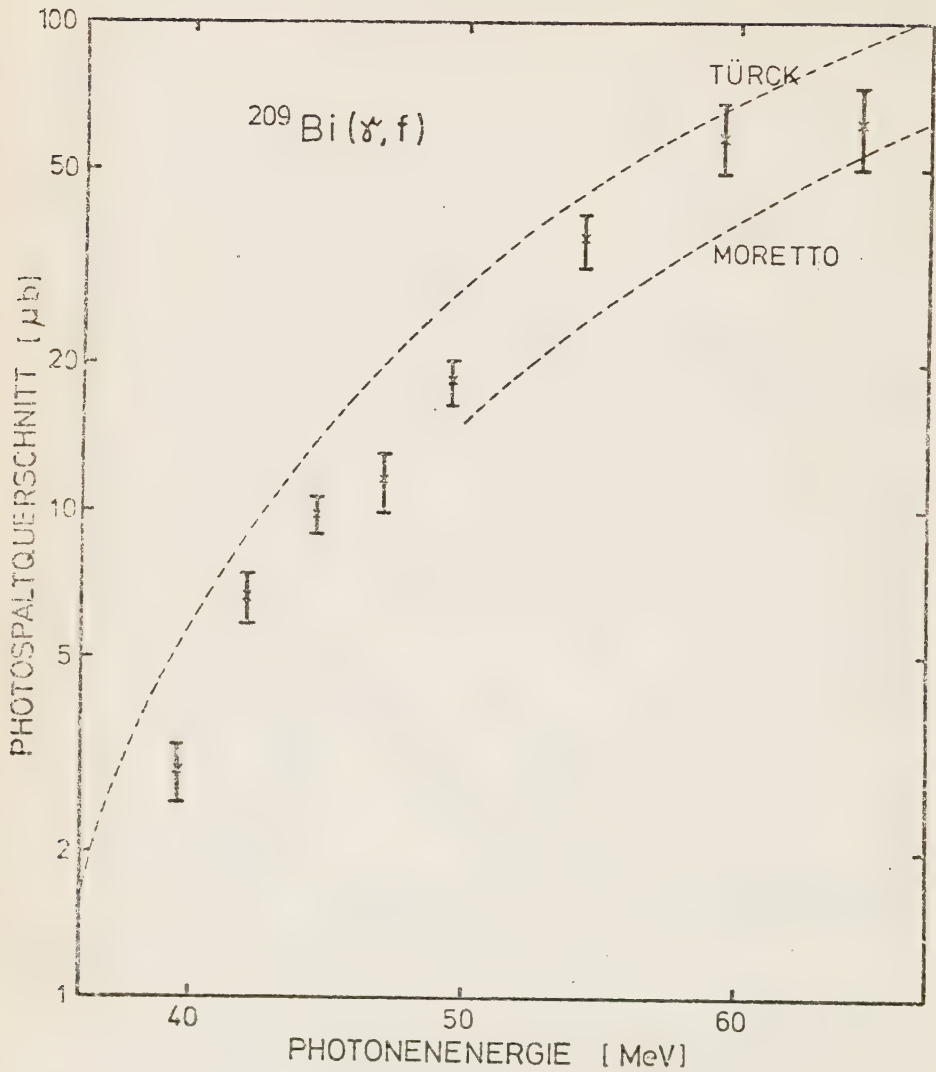


Abb. 30 Gemessene Photospaltquerschnitte von Wismut für Photonenenergien zwischen 40 und 65 MeV, verglichen mit den Ergebnissen von Moretto et al. (Mor69) und Türck (Tue75) aus Bremsstrahlungs- und Elektrosplattexperimenten.

Messungen bei verschiedenen Wismut-Targetdicken bestimmt wurde (Siehe Kapitel 5.3.3.) .

Der Photospaltquerschnitt $\sigma(\gamma, f)$ [cm^2] berechnet sich nach der Gleichung

$$\sigma(\gamma, f) = N(\gamma, f) / (N_0 N_T) ,$$

aus der registrierten Zahl der monochromatischen Photonen N_0 und der gesamten Zahl der Spaltereignisse $N(\gamma, f)$, einschließlich des Korrekturfaktors f_{Messung} für die Größe der Extrapolations- und Selbstabsorptionsbeiträge, sowie aus der Zahl der Wismut-Targetatome $N_T = 2.245 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ($\pm 2.65\%$). Die Ergebnisse der Auswertung enthält Tabelle 1. Abb. 3o zeigt die mit monochromatischen Photonen im Energiebereich von 4o bis 65 MeV gemessenen Photospaltquerschnitte von ^{209}Bi . Die Fehlerangaben der einzelnen Meßpunkte berücksichtigen nur die statistischen Fehler, deren Werte zwischen 8.7% und 19.8% liegen.

In Abb. 3o ist zusätzlich ohne Angabe von Fehlern der Verlauf der Photospaltquerschnitte von Moretto et al. (Mor69) und Türck (Tue75) aus Bremsstrahlungs- bzw. Elektrosपालtexperimenten enthalten.

6.2. Fehlerdiskussion

Bei der Bestimmung des Photospaltquerschnitts $\sigma(\gamma, f)$ treten folgende Fehler auf:

a.) $N(\gamma, f)$ = Zahl der Spaltereignisse

Neben der experimentell direkt bestimmbaren Zahl der Spaltereignisse mit ihrem statistischen Fehler sind alle anderen Beiträge zur Spaltzählrate in dem Korrekturfaktor f_{Messung} enthalten, dessen Fehler $\pm 6.75\%$ bei der Wismut-Targetdicke von 2.43 mg/cm^2 beträgt.

b.) N_0 = Zahl der monochromatischen Photonen

Der Wert des Eichfaktors der NBS-Ionisationskammer des Typs "P2" ist mit einer Genauigkeit von $\pm 2.2\%$ bestimmt. Im Vergleich dazu weisen die gemessenen Elektronen- und

Positronenfaktoren f^- bzw. f^+ einen größeren Fehler auf. In Abb. 3 betragen die maximalen Abweichungen der Faktorenwerte von einem angenommenen glatten Kurvenverlauf durch die einzelnen Meßpunkte $\Delta f^- = 0.004$ und $\Delta f^+ = 0.006$. Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ergeben sich für die Zahl der monochromatischen Photonen relative Fehler von 4.1% bei 40 MeV und 6.8% bei 65 MeV.

c.) N_T = Zahl der Wismut-Targetatome

Die Fehler resultieren aus der durch Wägung und Flächenangabe erhaltenen mittleren Wismut-Targetdicke von $\bar{t} = (2.34 \pm 0.062 \text{ (2.65\%)}) \text{ mg/cm}^2$ und aus dem Korrekturfaktor für die vom Photonenstrahl ausgeleuchtete Targetfläche von $f_{\text{Target}} = 1.043 \pm 0.008$.

7. Berechnung des Photospaltquerschnitts von Wismut mit Hilfe des statistischen Modells

7.1. Statistisches Modell

Mit dem statistischen Modell der Kernspaltung von Bohr und Wheeler (Boh39) wurden die Photospaltquerschnitte von Wismut berechnet. Diese Modellvorstellung geht davon aus, daß sich nach der Absorption eines Photons ein Compoundzustand bildet, der durch Spaltung oder durch Emission eines Neutrons zerfällt (Abb. 31). Bei einem schweren Kern wie Wismut sind andere Zerfallskanäle zu vernachlässigen. Das Verhältnis zweier Partialwirkungsquerschnitte ist durch das Verhältnis der Zerfallsbreiten, bzw. der Kernniveaudichten bestimmt.

Für den Photospaltquerschnitt $\sigma_{(\gamma, f)}(E)$ [μb] als Funktion der Anregungsenergie E [MeV] ergibt sich:

$$\sigma_{(\gamma, f)}(E) = \sigma_{(\gamma, \text{tot})}(E) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n},$$

wobei $\sigma_{(\gamma, \text{tot})}$ = Photoabsorptionsquerschnitt [μb],

Γ_f = Zerfallsbreite für Spaltung [MeV],

Γ_n = Zerfallsbreite für die Emission eines Neutrons [MeV].

In der Gleichung für $\sigma(\gamma, f)$ wurde der Photoabsorptionsquerschnitt $\sigma(\gamma, \text{tot})$ gleich dem Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Neutrons gesetzt, da mehrere Neutronen nicht gleichzeitig aus dem Compoundzustand emittiert werden und höhere Neutronenmultiplizitäten als sequentieller Prozeß ablaufen. Der nach Neutronenemission sich ergebende Beitrag durch Spaltung wird wegen der starken Energieabhängigkeit des Photospaltquerschnitts vernachlässigt.

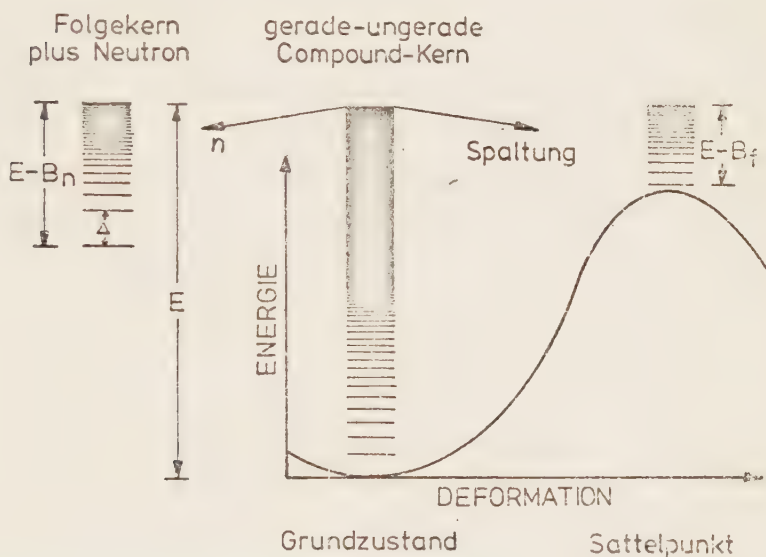


Abb. 31 Energieniveauspektrum des gerade-ungerade Kerns ^{209}Bi für die Deformation des Grundzustands und des Sattelpunkts sowie das Energieniveauspektrum des Folgekerns ^{208}Bi nach Neutronenemission;

B_n = Neutronenbindungsenergie,

B_f = Spaltbarriere,

E = Anregungsenergie,

Δ = Paarungsenergie.

Für den Photospaltquerschnitt resultiert nach Einsetzen der Ausdrücke für die Zerfallsbreiten durch Spaltung und Emission eines Neutrons:

$$\sigma_{(\gamma, f)}(E) = \sigma_{(\gamma, \text{tot})}(E) \cdot \frac{\frac{\hbar^2}{4 m R^2} \frac{\int_0^{E-B_f} \rho_{209}^*(E - B_f - k) dk}{\int_0^{E-B_n} \rho_{208}(E - B_n - \varepsilon) \varepsilon d\varepsilon}}{1}$$

wobei E = Anregungsenergie [MeV],

ρ_{209}^* = Niveaudichte des spaltenden Kerns ^{209}Bi über dem Sattelpunkt $[\frac{1}{\text{MeV}}]$,

ρ_{208} = Niveaudichte des Folgekerns ^{208}Bi nach Emission eines Neutrons über dem Grundzustand $[\frac{1}{\text{MeV}}]$,

B_n = Neutronenbindungsenergie = 7.45 MeV ,

B_f = Spaltbarriere [MeV],

m = Neutronenmasse ,

R = Kernradius ,

$$\frac{\hbar^2}{4 m R^2} = 0.142 \text{ MeV} .$$

Als Photoabsorptionsquerschnitt $\sigma_{(\gamma, \text{tot})}$ dient die mit monochromatischen Photonen gemessene Summe der Neutronenquerschnitte für verschiedene Neutronenmultiplizitäten von ^{208}Pb von Leprêtre et al. (Lep78) aus Saclay (Abb. 38). Der Beitrag zu $\sigma_{(\gamma, \text{tot})}$ durch alleinige Emission eines geladenen Teilchens ist nicht berücksichtigt.

Die genauesten Werte für die Spaltbarriere B_f von Wismut liegen aus Elektrosplattexperimenten nahe der Schwelle vor :

$$B_f = (23.4 \pm 0.5) \text{ MeV} \quad (\text{Dra76}),$$

$$B_f = (24.3 \pm 1.5) \text{ MeV} \quad (\text{Tue76}),$$

$$B_f = (23.9 \pm 1.0) \text{ MeV} \quad (\text{Str79}) .$$

Für die Niveaudichten $\rho_{209}^*(E)$ und $\rho_{208}(E)$ werden die Ergebnisse einer mikroskopischen Rechnung von Cârjan et al. (Car79) verwendet. Die Parameter des als Kernpotential verwendeten Woods-Saxon-Potentials sind so gewählt, daß sie die gemessenen Einteilchenniveaus von ^{208}Pb beschreiben (Ros68). Die Form des spaltenden Kerns ^{209}Bi bei der Sattelpunktsdeformation wird durch Cassini-Orbitale beschrieben, die nur einen einzigen Parameter ξ aufweisen (Pas71). Abb. 32 zeigt die Kernformen für zwei verschiedene Parameterwerte $\xi = 0.8$ und $\xi = 0.9$, verglichen mit dem Ergebnis aus dem Flüssigkeitströpfchenmodell von Nix (Nix69).

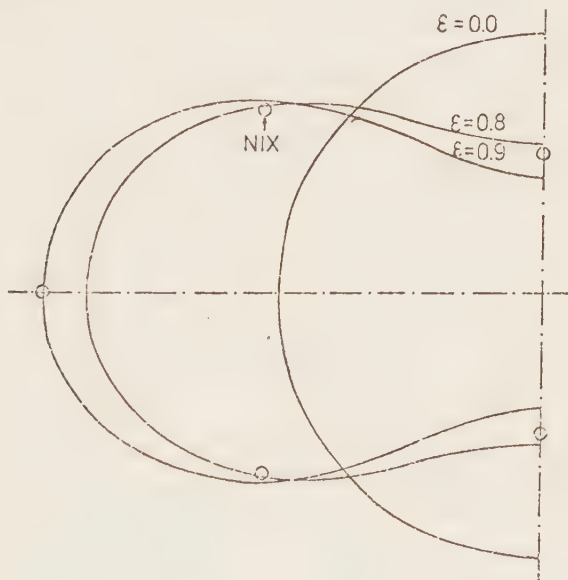


Abb. 32 Kernformen von ^{209}Bi für die Deformation des Sattelpunkts

Für den Grundzustand des Folgekerns ^{208}Bi nach der Emission eines Neutrons wird eine sphärische Kernform mit $\xi = 0.0$ angenommen.

In Abb. 33 a.) sind die berechneten Niveaudichten $\rho_{209}^*(E)$ und $\rho_{208}(E)$ als Funktion der Anregungsenergie E einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung der Paarwechselwirkung dargestellt.

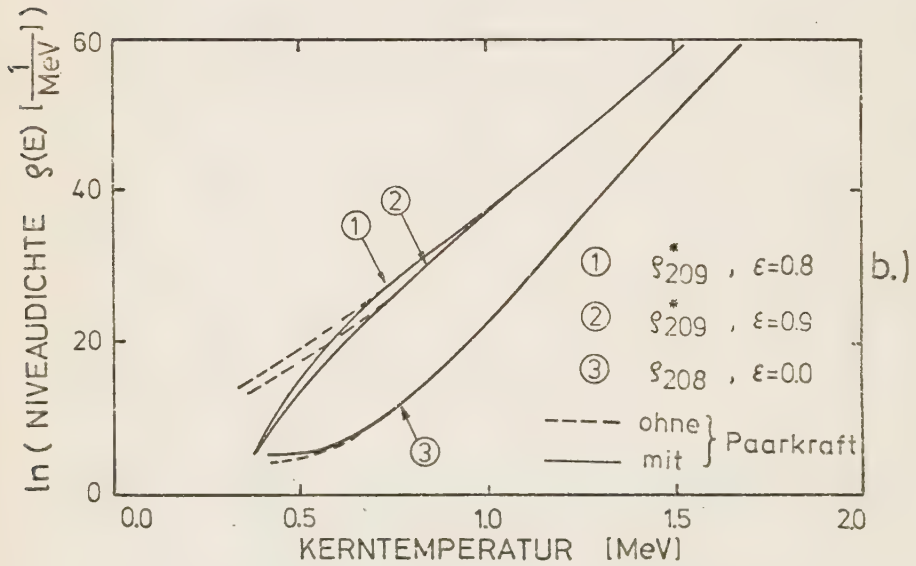
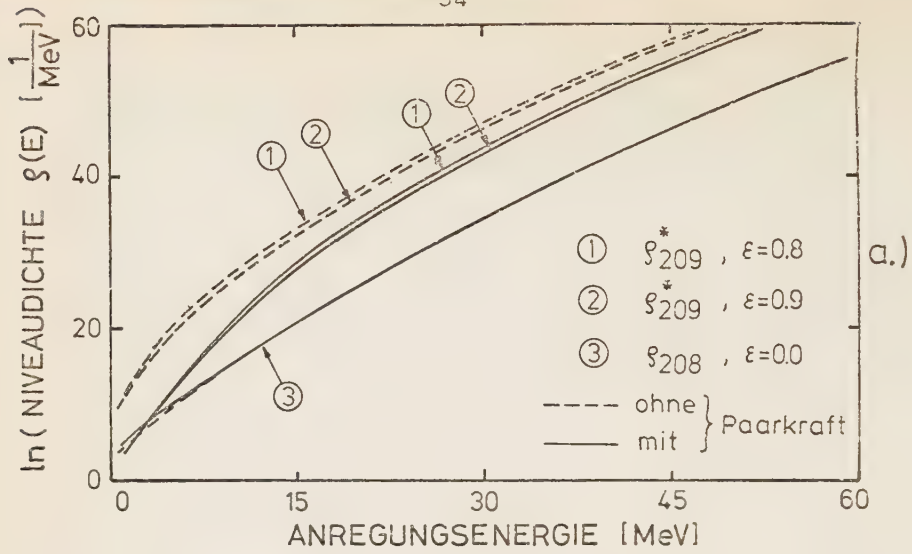


Abb. 33 Niveaudichten für die Sattelpunktsdeformationen $\epsilon = 0.8$ und $\epsilon = 0.9$ des spaltenden Kerns (g_{209}^*) und für die Grundzustandsdeformation $\epsilon = 0.0$ des Folgekerns nach Neutronenemission (g_{208}) unter dem Einfluß der Paarkraft als Funktion a.) der Anregungsenergie und b.) der Kerntemperatur.

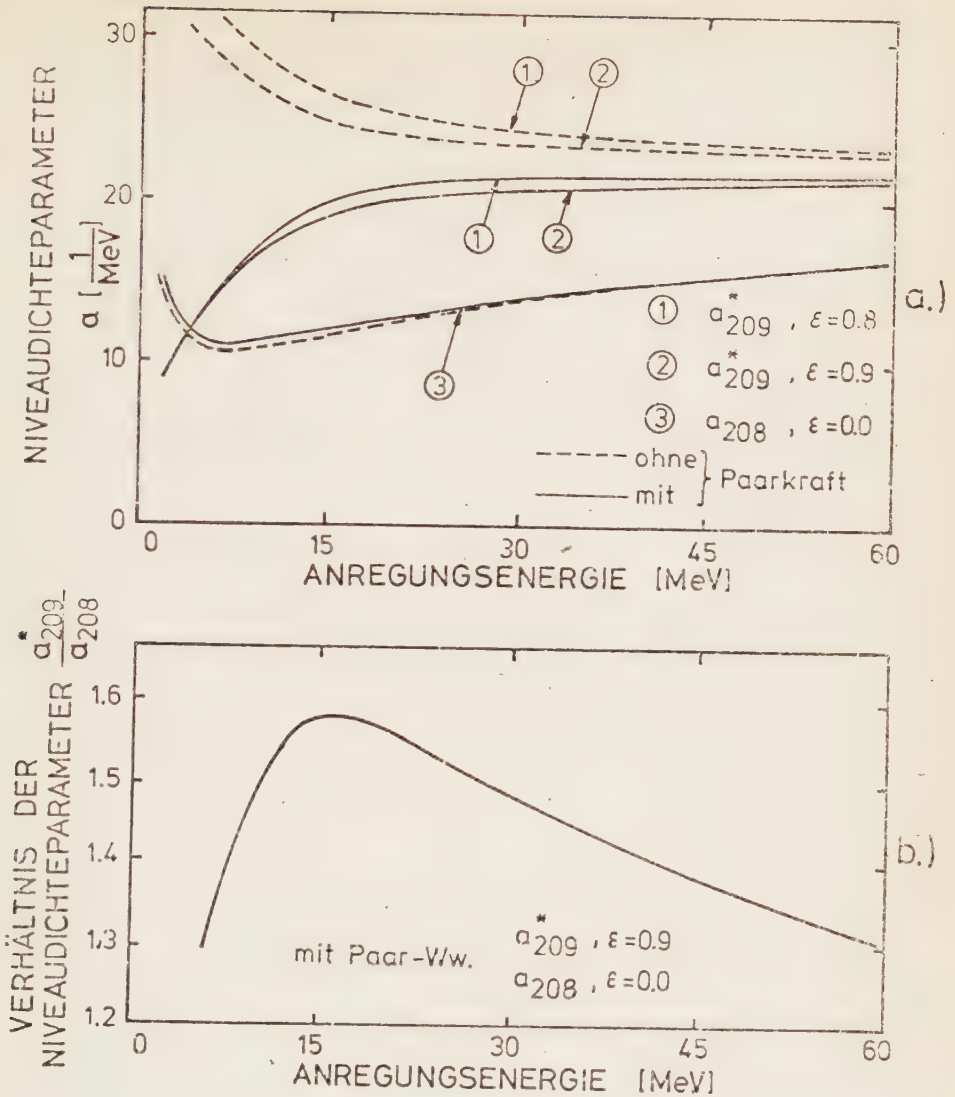


Abb. 34 a.) Niveaudichteparameter für die Sattelpunktsdeformation $\epsilon = 0.8$ und $\epsilon = 0.9$ des spaltenden Kerns (a_{209}^*) und für die Grundzustandsdeformation $\epsilon = 0.0$ des Folgekerns nach Neutronenemission (a_{208}) als Funktion der Anregungsenergie.

b.) Verhältnis der Niveaudichteparameter a_{209}^*/a_{208} als Funktion der Anregungsenergie; Sattelpunktsdeformation $\epsilon = 0.9$, mit Berücksichtigung der Paarkraft.

Der Einfluß der Paarkraft macht sich besonders bei deformierten Kernzuständen und kleinen Anregungsenergien bemerkbar. Abb. 33 b.) gibt dieselben Niveaudichten als Funktion der Kerntemperatur wieder. In diesem Fall sind die Niveaudichten von gleicher Grundzustandsenergie aus berechnet.

Den numerisch berechneten Niveaudichten wurde die Niveaudichteformel

$$\rho(E) = \frac{1}{12} \left(\frac{\pi^2}{a} \right)^{1/4} \frac{1}{E^{5/4}} e^{2\sqrt{a} E} \quad (\text{Eri60})$$

aus dem Fermi-Gas-Modell angepaßt. Diese Gleichung gilt unter der Annahme, daß die Einteilchenniveaus in der Nähe der Fermioberfläche äquidistante Abstände aufweisen. Sie stellt eine Beziehung her zwischen der Mehrteilchenniveaudichte $\rho(E)$ und der Einteilchenniveaudichte $g_0 = \frac{6}{\pi^2} a$. In Abb. 34 a.) ist die Abhängigkeit des Niveaudichteparameters a von der Anregungsenergie, der Sattelpunktsdeformation und der Paarwechselwirkung zu erkennen. Abb. 34 b.) gibt das Verhältnis des Niveaudichteparameters a_{209}^* für den Sattelpunkt des spaltenden Kerns zu dem Niveaudichteparameter a_{208} für den Grundzustand des Folgekerns wieder.

7.2. Ergebnisse

Abb. 35 a.) und b.) zeigen die berechneten Photospaltquerschnitte für Parameter der Sattelpunktsdeformation von $\xi = 0.8$ und $\xi = 0.9$ unter Berücksichtigung der Paarwechselwirkung und Abb. 36 für $\xi = 0.9$ unter Vernachlässigung der Paarkraft. Der berechnete Kurvenverlauf der Photospaltquerschnitte stimmt nicht mit der Neigung einer Kurve durch die Meßpunkte überein. Die Wahl der Spaltbarriere, die Berücksichtigung der Paarwechselwirkung und die Größe der Sattelpunktsdeformation bewirken im wesentlichen eine Parallelverschiebung und nur eine geringfügige Änderung der Neigung der berechneten $\delta_{(\gamma, f)}$ -Kurven.

Bevor auf mögliche Ursachen für dieses Verhalten näher eingegangen wird, sollen die Ergebnisse für die Photospaltquerschnitte mit einer einfachen Näherungsformel für die Niveaudichten diskutiert werden. Aus dem Fermi-Gas-Modell leitete Bethe (Bet36)

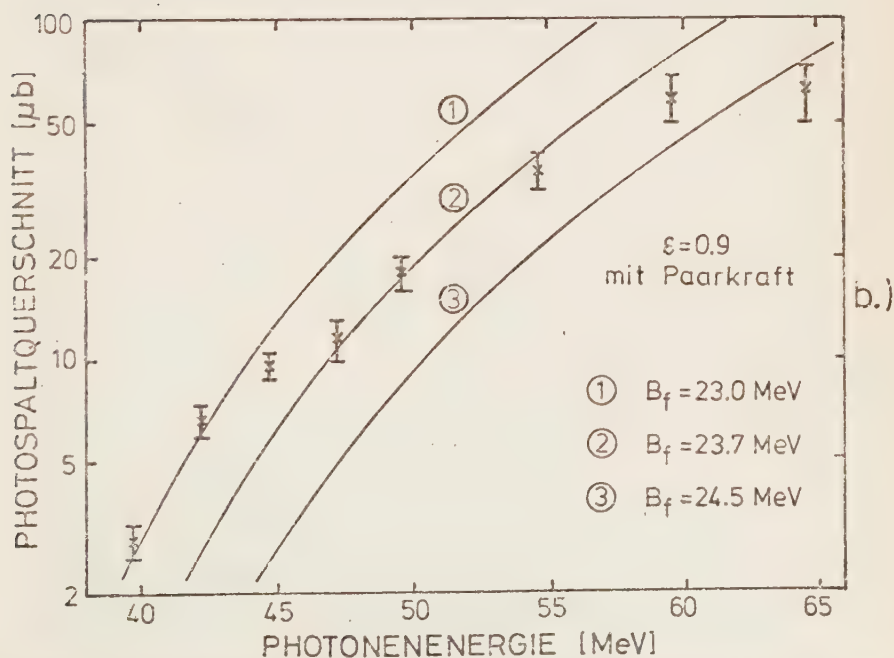
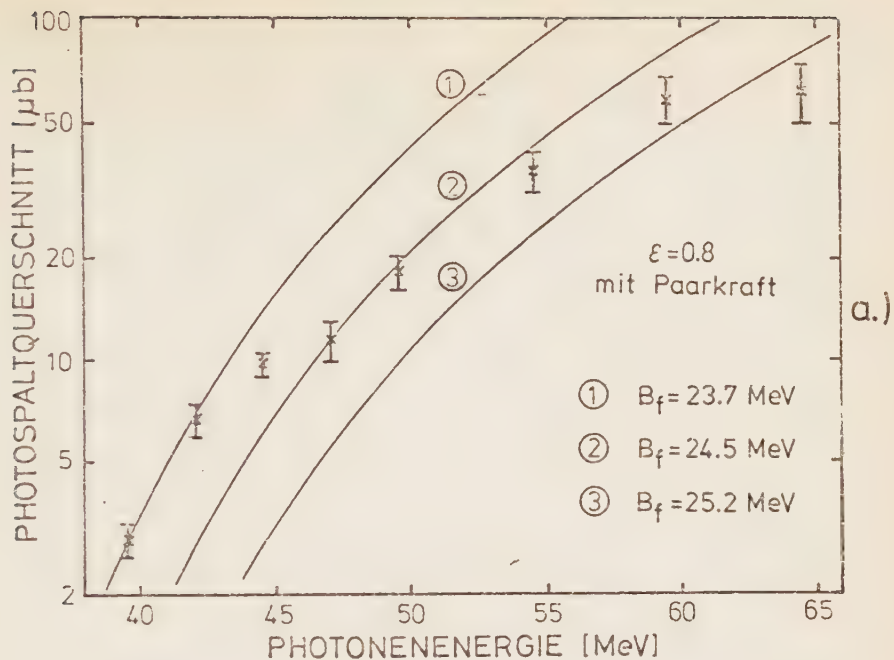


Abb. 35 Vergleich der berechneten Photospaltquerschnitte mit den Meßpunkten; die Rechnung erfolgte unter Berücksichtigung der Paarkraft für die Sattelpunktsdeformationen von a.) $\varepsilon = 0.8$ und b.) $\varepsilon = 0.9$.

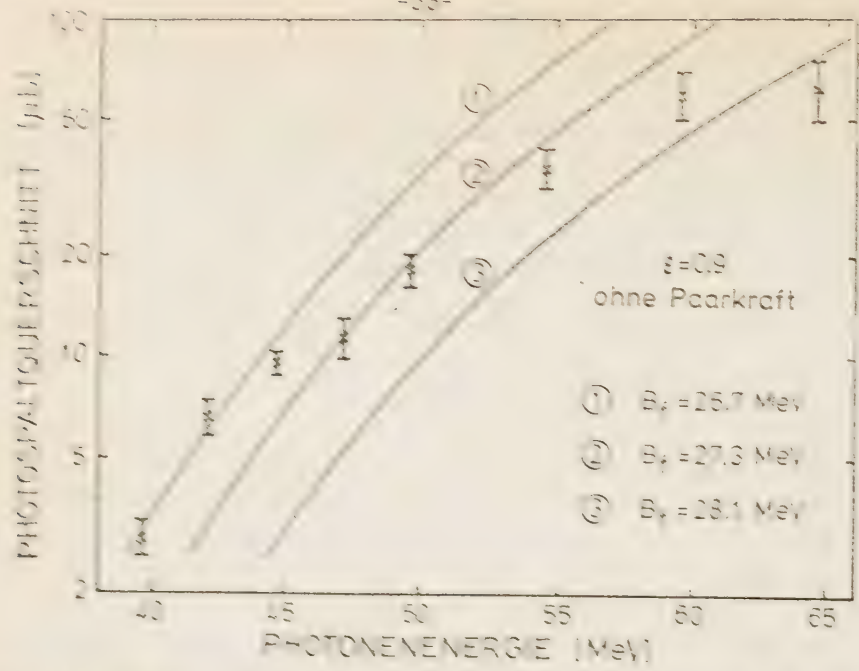


Abb. 34 Vergleich der berechneten Photospaltquerschnitte mit den Meßwerten, die Rechnung erfolgte unter Vernachlässigung der Paarkraft für die Sattelpunktdeformation von $z=0.9$.

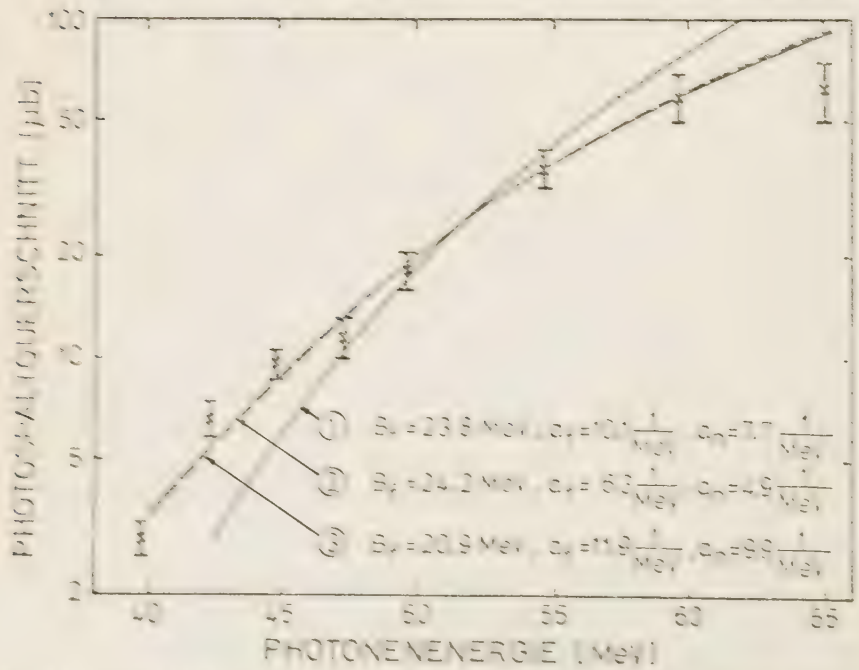


Abb. 35 Vergleich der mit energieabhängigen Niveaudichteparametern α_p und β_p berechneten Photospaltquerschnitte mit den Meßwerten.

den Ausdruck für die Niveaudichte $\rho(E) = k e^{2\sqrt{a} E}$ her, wobei es sich bei den Größen k und a um energieunabhängige Konstanten handelt. Mit diesem Ansatz für die Niveaudichte sind die auftretenden Integrale analytisch bestimmbar. Zur Auswertung dienen zwei energieunabhängige Niveaudichteparameter a_f für den Sattelpunkt des spaltenden Kerns und a_n für den Folgekern nach Emission eines Neutrons (Hui62). Der Wert des Parameters a_n ist aus s-Wellen Neutronenresonanzdaten (Gil65), inelastischen Neutronenstreuexperimenten (Owe68) und dem Verhältnis der Neutronenquerschnitte $\sigma(\gamma, 2n) / \sigma(\gamma, \text{tot})$ oberhalb der $(\gamma, 2n)$ -Schwelle bekannt (Ber75). Der mit den mikroskopischen Niveaudichten von Cârjan et al. berechnete Kurvenverlauf der Photospaltquerschnitte resultiert für (B_f, a_n, a_f) -Werte (Abb. 37, Kurve Nr. 1), die mit den Ergebnissen aus den Elektrosplatt- und Neutronenexperimenten verträglich sind. Die berechneten Photospaltquerschnitte stimmen mit den Meßpunkten überein, wenn im Vergleich zu den anderen Experimenten kleinere Spaltbarrieren B_f oder kleinere Niveaudichteparameter a_n und a_f gewählt werden (Abb. 37, Kurve Nr. 2 u. 3). Bei Verwendung energieunabhängiger Niveaudichteparameter ist aber zu beachten, daß es sich um eine Näherung handelt.

Die Abweichungen, der sich mit den mikroskopischen Niveaudichten von Carjan et al. ergebenden $\sigma(\gamma, f)$ -Werte von den Meßpunkten, können ihre Ursachen in der speziellen Wahl der Parameter des Kernpotentials (Ros68) und in der fehlenden Berücksichtigung kollektiver Freiheitsgrade, z.B. Rotationen, bei der Berechnung der Niveaudichten haben (Bjo73). Weiterhin ist bei der Auswertung mit dem statistischen Modell zu beachten, daß nur derjenige Anteil des Photoabsorptionsquerschnitts verwendet wird, bei dem die Neutronen aus Compound- und nicht aus Precompoundzuständen emittiert werden (Luk75) (Ber77).

Abb. 38 zeigt für verschiedene Werte der Spaltbarriere B_f den durch statistischen Zerfall des Compoundzustands entstehenden Anteil des Photoabsorptionsquerschnitts von ^{209}Bi , der sich aus den gemessenen Photospaltquerschnitten und den Niveaudichten von Carjan et al. für die Sattelpunktdeformation von $\xi = 0.8$ unter Berücksichtigung der Paarkraft ergibt. Spalter-

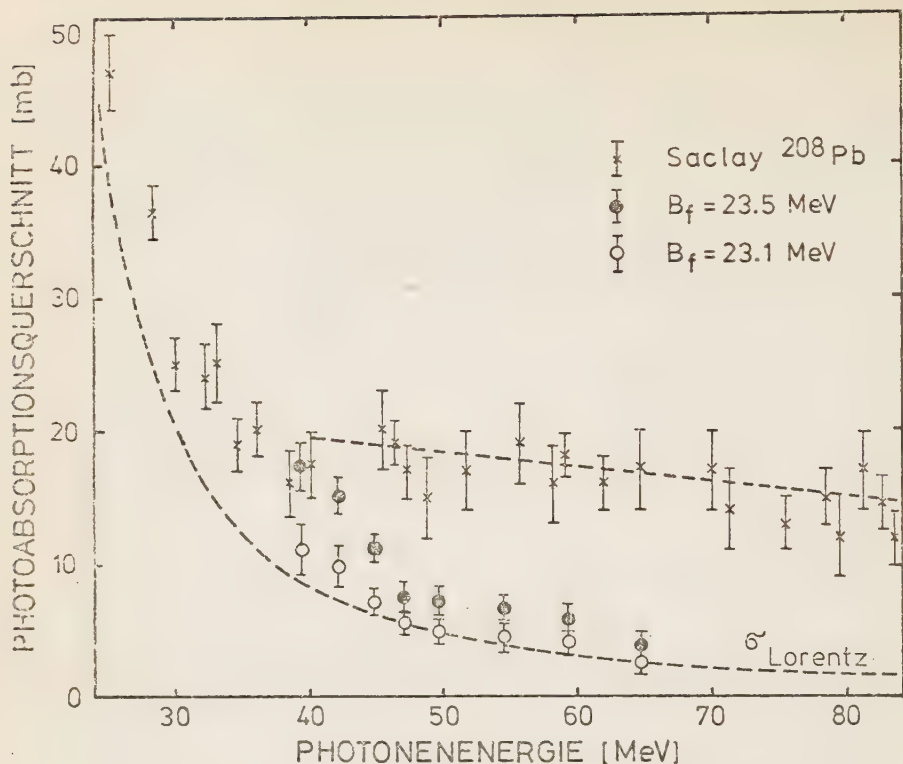


Abb. 38 Vergleich der gemessenen Photoabsorptionsquerschnitte $\sigma(\gamma, \text{tot})$ von ^{208}Pb von Leprêtre et al. (Lep78) aus Sac-
lay, mit dem berechneten Anteil der $\sigma(\gamma, \text{tot})$ -Werte von ^{209}Bi , der durch statistischen Zerfall des Compound-
zustands entsteht.

eignisse, die nicht über die Bildung und den Zerfall des Compoundzustands erfolgen, seien vernachlässigt. Im Vergleich zu den gemessenen $\sigma(\gamma, \text{tot})$ -Werten von ^{208}Pb aus der Messung von Leprêtre et al., fallen die berechneten Photoabsorptionsquerschnitte im Energiebereich zwischen 40 und 65 MeV stärker ab. Eine Kurve durch die erhaltenen Meßpunkte folgt dem Trend der extrapolierten Lorentzlinie. Dieses Verhalten kann damit erklärt werden, daß sich mit wachsender Photonenenergie von 40 bis 65 MeV die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines Compoundzustands verringert. Bei der Anregungsenergie von 65 MeV werden Neutronen zum größeren Teil aus Precompoundzuständen emittiert. Das Precompoundmodell (Gri66) (Wu77) geht von der Vorstellung aus, daß eine statistische Gleichverteilung der absorbierten Photonenenergie nur für Teilbereiche des Kerns eintritt.

8. Zusammenfassung

Mit durch Positronenvernichtung im Flug erzeugten monochromatischen Photonen wurden die Photospaltquerschnitte von ^{209}Bi im Energiebereich von 40 bis 65 MeV bestimmt. Die gemessenen Photospaltquerschnitte liegen zwischen den Werten von Moretto et al. (Mor69) und Türck (Tue75) aus Bremsstrahlungs- bzw. Elektrospaltextperimenten.

Zum Nachweis der Spaltfragmente von Wismut dient eine aus 36 Ionisationskammern bestehende Spaltkammer. Die Zahl der aufgedampften Wismut-Targetatome ergibt sich durch Wägung und Angabe der bedampften Targetfläche sowie durch eine Röntgenabsorptionsmethode. Die Ionisationsstromsignale hochenergetischer Elektronen des Untergrunds, die innerhalb der Spaltkammer entstehen, werden durch intrinsische Eigenschaften der Spaltkammer und der nachgeschalteten Elektronik beseitigt. Bei der Bestimmung der Spaltzählrate ist die Zahl der im Untergrundbereich enthaltenen Spaltereignisse und die Zahl der in der Wismut-Targetschicht selbstabsorbierten Spaltfragmente zu berücksichtigen. Der Wert dieser beiden Korrekturen resultiert aus Messungen bei verschiedenen Wismut-Targeteiken sowie aus Berechnung der gemessenen Impulshöhenspektren mit der Monte-Carlo-Methode.

Mit Hilfe des statistischen Modells der Kernspaltung von Bohr und Wheeler (Boh39) wurden die Photospaltquerschnitte von ^{209}Bi berechnet. Für die Kernniveaudichten über dem Sattelpunkt des spaltenden Kerns ^{209}Bi und über dem Grundzustand des Folgekerns ^{208}Bi nach Emission eines Neutrons dienen die Ergebnisse einer mikroskopischen Rechnung von Cârjan et al. (Car79). Experimentell bestimmte Werte für die Spaltbarriere von Wismut stehen aus Elektrospaltextperimenten nahe der Schwelle zur Verfügung.

Bei Verwendung der gemessenen Photoabsorptionsquerschnitte von ^{208}Pb von Lepre^Atre et al. (Lep78) aus Saclay stimmt der berechnete Kurvenverlauf des Photospaltquerschnitts nicht mit der Neigung einer Kurve durch die Meßpunkte überein. Wenn nur ein Teil der gemessenen Photoabsorptionsquerschnitte

durch statistischen Zerfall des Compoundzustands entsteht, so kann dieser Anteil aus den gemessenen Photospaltquerschnitten und den Niveaudichten bestimmt werden. Die Meßpunkte liefern Photoabsorptionsquerschnitte, die stärker abfallen als die gemessenen Werte von ^{208}Pb und sich den extrapolierten Ausläufern der Dipolriesenresonanz, d.h. der Lorentzlinie, annähern. Das Ergebnis dieser Messungen zeigt, daß im Energiebereich zwischen 40 und 65 MeV die Photoreaktionen in zunehmenden Maße nicht über die Bildung und den statistischen Zerfall eines Compoundzustands ablaufen.

Herrn Prof. Dr. B. Ziegler danke ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine wertvollen Ratschläge und Diskussionen bei ihrer Durchführung.

Herrn Prof. Dr. H. Wäffler danke ich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und der benötigten Forschungsmittel.

Dieses Experiment wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt. Für ihre unermüdliche Unterstützung bin ich den Herren Prof. Dr. J.P. Theobaldt und Dr. M. Mutterer zu großem Dank verpflichtet. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn J. Foh für die Entwicklung und Anfertigung der Elektronik und bei Herrn Dr. D. Türck für die Durchführung der Analysen nach Uran-Verunreinigungen bedanken. Die Untersuchung des Uran-Gehalts wurde mit Mitteln der Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH gefördert.

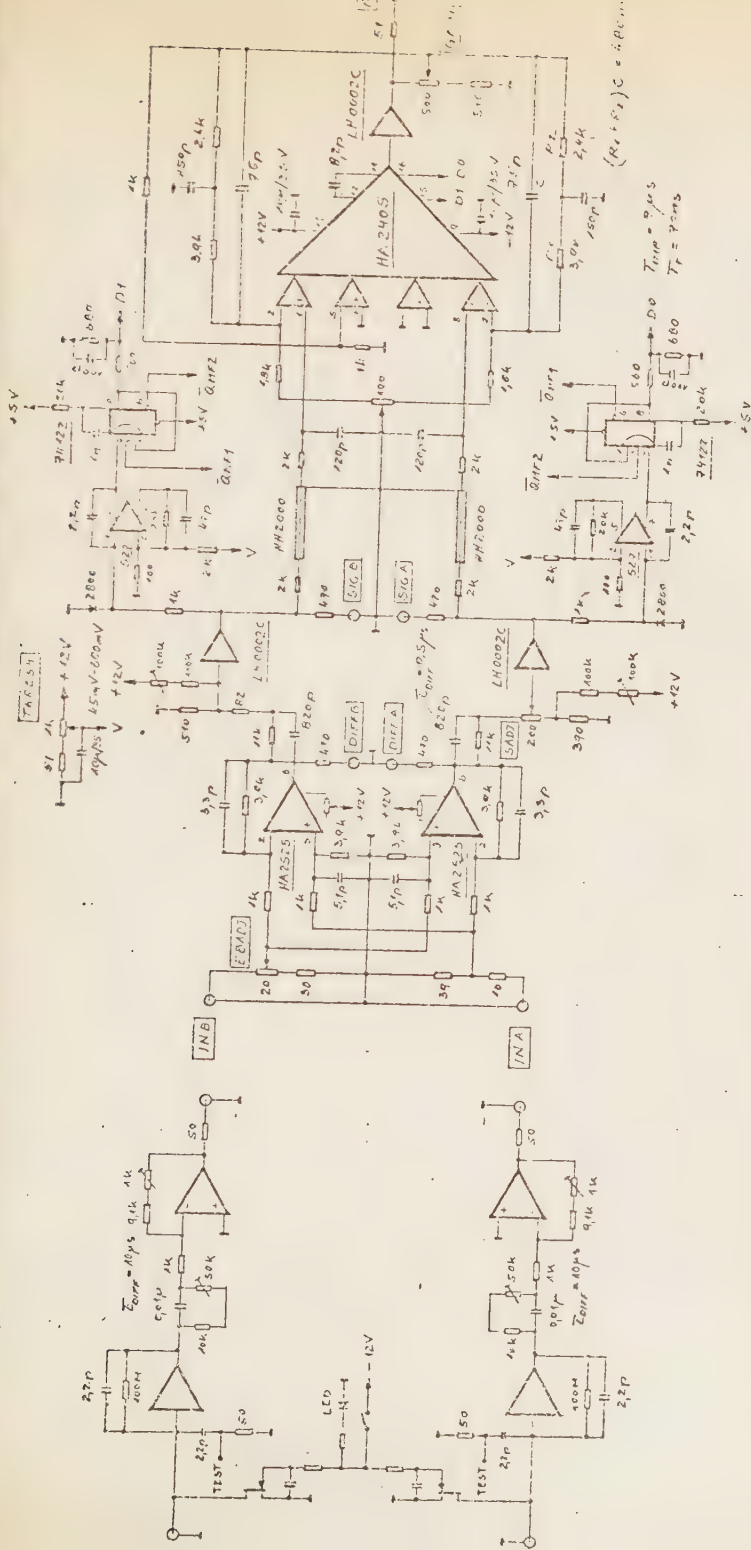
Mein Dank gilt auch den Herren K. Mußhoff und D. Heichen für ihre Hilfe und Einsatz bei technischen bzw. elektronischen Fragen.

9. Literaturverzeichnis

- Ahr73 J.Ahrens, H.Borchert, A.Zieger u. B.Ziegler,
Nucl. Instr. Meth. 108 (1973) 517
- Are77 M.Areskoug, H.-Å.Gustafsson, G.Hyltén u. B.Schroeder,
Z. Physik A282 (1977) 333
- Bal47 G.C.Baldwin u. G.S.Klaiber, Phys. Rev. 71 (1947) 3
- Ber75 B.L.Berman u. S.C.Fultz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 753
- Ber76 B.L.Berman, J.Caldwell, E.J.Dowdy, R.Alvarez u.
P.Meyer, Rep. LA-UR 76-1615
- Ber77 R.Bergère, Lecture Notes in Physics, Springer Verlag,
Berlin (1977), Bd. 61, S.182
- Bet30 H.A.Bethe, Ann. Physik 25 (1930) 325
- Bet36 H.A.Bethe, Phys. Rev. 50 (1936) 332
- Beu78 G.Beuscher, Diplomarbeit, Universität Mainz (1978)
- Bjo73 S.Bjornholm, A.Bohr u. B.R.Mottelson, Proceed. of the
Third IAEA Symposium of the Physics and Chemistry of
Fission, Rochester, 13-17 August 1973, (IAEA, Vienna
(1974)), Bd.1, S.367
- Boh39 N.Bohr u. J.A.Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426
- Boo65 W.Booth u. I.S.Grant, Nucl. Phys. 63 (1965) 481
- Dor57 T.E.Bortner, G.S.Hurst u. W.G.Stone,
Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 103
- Bow64 C.D.Bowman, G.F.Auchampaugh u. S.C.Fultz,
Phys. Rev. 133 (1964) 676
- Bra77 K.Braune u. D.Schwalm, GSI-Rep. J1-77 (1977) 117
- Bud78 C.Budtz-Jørgensen u. H.-H.Knitter,
Nucl. Instr. Meth. 154 (1978) 121
- Car79 N.Cârjan, H.Delagrance u. A.Fleury,
Phys. Rev. C19 (1979) 2267
- Dra76 T.E.Drake, H.L.Pai u. I.Nascimento,
Nucl. Phys. A252 (1976) 317

- Eng63 W.N.English u. G.C.Hanna, Can. J. Phys. 31 (1953) 768
- Eri60 T.Ericson, Advances Phys. 9 (1960) 425
- Fan58 U.Fano, H.W.Koch u. J.W.Motz,
Phys. Rev. 112 (1958) 1679
- For72 B.Forkman u. B.Schrøder, Physica Scripta 5 (1972) 105
- For76 J.S.Forster, D.Ward, H.R.Andrews, G.C.Ball, G.J.Costa,
W.G.Davies u. I.v.Mitchell,
Nucl. Instr. Meth. 136 (1976) 349
- Gil65 A.Gilbert u. A.G.W.Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- Gri66 J.J.Griffin, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 478
- Har76 W.Harfst, Doktorarbeit, Universität Mainz (1976)
- Hau72 A.Hauptmann, Doktorarbeit, Universität Mainz (1972)
- Hax41 R.O.Haxby, W.E.Shoupp, W.E.Stephens u. W.A.Wells,
Phys. Rev. 59 (1941) 57
- His57 E.Hisdal, Phys. Rev. 105 (1957) 1821
- Hui62 J.R.Huizenga, R.Chaudhry u. R.Vandenbosch,
Phys. Rev. 126 (1962) 210
- Jen68 R.C.Jensen u. R.V.Warnock,
J. Inorg. Nucl. Chem. 30 (1968) 2011
- Jun57 J.A.Jungerman u. H.M.Steiner, Phys. Rev. 106 (1957) 585
- Kal76 S.Kalbitzer, H.Oetzmann, H.Grahmann u. A.Feuerstein,
Z. Physik A278 (1976) 223
- Koc59 H.W.Koch u. J.W.Motz, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 920
- Lei74 R.C.Leicht, Doktorarbeit, Universität Mainz (1974)
- Lep78 A.Leprêtre, H.Beil, R.Bergère, P.Carlos, J.Fagot,
A.Veysierre, J.Ahrens, P.Axel u. U.Kneissl,
Phys. Lett. 79B (1978) 43
- Lin63 J.Lindhard, M.Scharff u. H.E.Schiøtt, Kgl. Danske
Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd. 33, 14 (1963)
- Luk75 V.K.Luk'yanov, V.A.Seliverstov u. V.D.Toneev,
Sov. J. Nucl. Phys. 21 (1975) 508
- Moa72 C.D.Moak u. M.D.Brown, Phys. Rev. 136 (1972) 90

- Mor69 L.G.Moretto, R.C.Gatti, S.G.Thompson, J.T.Routti,
J.H.Heisenberg, L.M.Middleman, M.R.Yearian u.
R.Hofstadter, Phys. Rev. 179 (1969) 1176
- Nix69 J.R.Nix, Nucl. Phys. A130 (1969) 241
- Nor70 L.C.Northcliffe u. R.F.Schilling,
Nucl. Data Tables A7 (1970) 233
- Owe68 R.O.Owens u. J.H.Towle, Nucl. Phys. A112 (1968) 345
- Pas71 V.V.Pashkevich, Nucl. Phys. A169 (1971) 275
- Pie68 T.E.Pierce u. M.Blann, Phys. Rev. 173 (1968) 390
- Pru62 J.S.Pruitt u. S.R.Domen, J. R. NBS 66A (1962)
- Ran69 J.M.Ranjuk, V.M.Sanin u. P.V.Sorokin,
Ukr. Fiz. Zhur 14 (1969) 408
- Ros49 B.B.Rossi u. H.H.Staub, Ionization Chambers and Counters,
Mc Graw-Hill, New York (1949)
- Ros68 E.Rost, Phys. Lett. 26B (1968) 184
- Sch56 H.W.Schmitt u. R.B.Leachman, Phys. Rev. 87 (1956) 183
- Str79 H.Ströher, Diplomarbeit, Universität Gießen (1979)
- Tra75 H.Träger, Staatsexamensarbeit,
Technische Hochschule Darmstadt (1975)
- Tue75 D.Türck, Doktorarbeit,
Technische Hochschule Darmstadt (1975)
- Tue76 D.Türck, H.G.Clerc u. H.Träger, Phys. Lett. 63B (1976) 283
- Tza57 G.Tzara, Compt. rend. Acad. Sci. 245 (1957) 56
- Wei37 V.F.Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295
- Wil50 D.H.Wilkinson, Ionization Chambers and Counters,
Cambridge University Press (1950)
- Wil53 R.Wilson, Proc. Phys. Soc. A66 (1953) 638
- Wu77 J.R.Wu u. C.C.Chang, Phys. Rev. C16 (1977) 1812



VORVERSTÄRKER

DIFFERENZVERSTÄRKER

SCHWELLE

GAUßFILTERVERSTÄRKER

UND ANALOGMULTIPLEXER

ANHANG I: Elektronische Verarbeitung der Lokisationskoordinaten
(Abb. 11 enthält eine schematische Darstellung)

LEBENS LAUF

Name: Lemke
Vorname: Heinz - Dieter
Geburtsdatum: 1.12.52
Geburtsort: Recklinghausen
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig
Konfession: evangelisch

1958 - 1962 Volksschule Ortlohstr. in Recklinghausen
1962 - 1963 Volksschule Michelbach/Nassau
1963 - 1968 Realschule Bad Schwalbach
1968 - 1971 Tilemann-Gymnasium in Limburg/Lahn mit
Erreichung des Reifezeugnisses im mathematisch-
naturwissenschaftlichen Zweig
WS 1971/72 Beginn des Physikstudiums an der Johannes
Gutenberg-Universität in Mainz
Okt. 1975 mündliche Diplom-Hauptprüfung in Physik
Okt. 1975 - Anfertigung der Diplomarbeit in der kernphysi-
März 1977 kalischen Abteilung des Max-Planck-Instituts
für Chemie bei Herrn Prof. Dr. B. Ziegler
seit April 1977 Stipendiat der Max-Planck-Gesellschaft und
Anfertigung der Doktorarbeit bei Herrn
Prof. Dr. B. Ziegler
Tag der mündlichen Prüfung: 9. 11. 1979



